Série E
N° d'ordre :
60

THÈSES

PRÉSENTÉES

A LA FACULTÉ DES SCIENCES
DE L'UNIVERSITÉ DE STRASBOURG

POUR OBTENIR

LE GRADE DE DOCTEUR ÈS SCIENCES PHYSIQUES

PAR

Théodore KAHAN

1re THÈSE. — Recherches sur l'aimantation initiale.

2e THÈSE. — Propositions données par la Faculté.

10 DEC 1937

Soutenues le novembre 1937 devant la Commission d'examen.

MM. A. DANJON..... *Président.*
G. FOEX.....
L. NÉEL..... } *Examinateurs.*
L. de BROGLIE....

PARIS
MASSON ET Cie, ÉDITEURS
LIBRAIRES DE L'ACADÉMIE DE MÉDECINE
120, BOULEVARD SAINT-GERMAIN

1937

Série E
N° d'ordre :
60

THÈSES

PRÉSENTÉES

A LA FACULTÉ DES SCIENCES
DE L'UNIVERSITÉ DE STRASBOURG

POUR OBTENIR

LE GRADE DE DOCTEUR ÈS SCIENCES PHYSIQUES

PAR

Théodore KAHAN

1re **THÈSE**. — Recherches sur l'aimantation initiale.

2e **THÈSE**. — Propositions données par la Faculté.

10 DEC 1937

Soutenues le novembre 1937 devant la Commission d'examen.

MM. A. DANJON..... *Président.*
G. FOEX..... } *Examinateurs.*
L. NÉEL..... }
L. de BROGLIE.... }

PARIS
MASSON ET Cie, ÉDITEURS
LIBRAIRES DE L'ACADÉMIE DE MÉDECINE
120, BOULEVARD SAINT-GERMAIN

1937

FACULTÉ DES SCIENCES DE L'UNIVERSITÉ DE STRASBOURG

Doyen..... A. DANJON, Professeur d'astronomie.

Doyen honoraire.. E. BATAILLON.

Professeurs honoraires..... E. CHATTON, E. ESCLANGON, M. FRÉCHET, H. GAULT, M. GIGNOUX, L. HACKSPILL, E. DE MARGERIE, G. RIBAUD, E. TOPSENT, G. VALIRON, H. VILLAT.

Professeurs.....

P. WEISS.....	Physique générale.
E. ROTHÉ.....	Physique du Globe.
H. OLLIVIER.....	Physique générale.
C. HOUARD	Botanique.
E. TERROINE.....	Physiologie générale.
J. DE LAPPARENT	Minéralogie et Pétrographie.
R. THIRY.....	Mécanique rationnelle.
G. CERF.....	Analyse supérieure.
G. DUBOIS.....	Géologie et Paléontologie.
P. FLAMANT.....	Calcul différentiel et intégral.
E. CORNEC	Chimie générale.
P. DE BEAUCHAMP.	Zoologie et Anatomie comparée.
L. BOUNOURE....	Biologie générale.
R. ROMANN	Chimie minérale et Chimie physique
G. FOEX	Physique expérimentale.
A. KIRRMANN	Chimie organique.
H. CHERMEZON...	Botanique.
H. CARTAN	Mathématiques générales.
H WEISS	Physico-chimie des hydrocarbures
J. LACOSTE.....	Physique du Globe.
G. HUGEL	Chimie du Pétrole.
P. A. REMY.....	Zoologie.
R. HOVASSE.. ...	Biologie générale.
R. BONNET.....	Physique et Chimie biologiques.

Maîtres de conférences.....

CH. STAEHLING...	Chimie appliquée.
J. MARESQUELLE.	Botanique.
P. SOLEILLET....	Physique mathématique.
A. CHRÉTIEN	Chimie minérale.
A. ROUSSEL.... .	Mathématiques générales.
R. HOCART.....	Minéralogie.
H. FORESTIER....	Chimie.
L. NÉEL.....	Physique générale.
A. WEIL.....	Mathématiques.
N..., ...	Physique du Globe.

Secrétaire..... G. CUVIER

R.UNIV. BIBLIOTHEEK LEIDEN

A MON MAÎTRE PIERRE WEISS

Hommage respectueux

A MONSIEUR G. FOEX

A MONSIEUR R. FORRER

Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41548005_0052

A LA MÉMOIRE DE MES PARENTS

A MA FEMME

RECHERCHES
SUR L'AIMANTATION INITIALE

Par Théodore KAHAN

SOMMAIRE. — Dans ce travail j'ai étudié les propriétés ferromagnétiques de plusieurs substances, dans des champs faibles où la loi de Rayleigh est valable. Comme le facteur démagnétisant joue un rôle important dans la première méthode utilisée, j'ai été amené à mettre au point une méthode nouvelle de détermination du champ démagnétisant tant géométrique que structural. Ce dernier champ a été définitivement mis en évidence par sa variation thermique.

Voici les principaux résultats :

1° La relation de Rayleigh ($k = a + bH$) est valable pour tous les corps que j'ai étudiés (Ni, Fe, Co et Ni — Al);

2° Il existe en général une relation entre les quantités a et b;

3° Cette relation est fonction des traitements mécaniques et thermiques ainsi que des impuretés chimiques contenues dans les ferromagnétiques;

4° La magnétostriction intervient pour modifier dans une certaine mesure l'allure des phénomènes;

5° La relation établie par Forrer, entre les exposants n et le point de Curie est vérifiée dans le cas du cobalt;

6° La relation exponentielle entre a et b est, dans certains cas et entre certaines limites, une expression commode des faits.

INTRODUCTION

Les propriétés des corps ferromagnétiques étaient depuis longtemps l'objet de recherches multiples et variées dans les champs magnétiques d'intensités moyennes et fortes (1), mais

(1) Voir à ce sujet : Ewing : Induction in Iron, 3e édition. London, ainsi que Weiss et Forx : *Le magnétisme*. Paris, A. Colin.

ce n'est que depuis les travaux de Lord Rayleigh (1) qu'on a commencé à étudier l'effet des champs magnétiques très faibles. On a mis en évidence l'allure parabolique du lieu des sommets des cycles hystérétiques (2) :

$$I = aH + bH^2$$

(I : intensité d'aimantation; H : intensité du champ magnétique), ou ce qui revient au même, l'allure linéaire de la susceptibilité magnétique dans les champs magnétiques très faibles :

$$k = a + bH.$$

Tomlinson (3) étudia par la suite l'influence de la température sur la perméabilité initiale c et la pente initiale d dans la région où la relation entre l'induction B et le champ H revêt la forme parabolique :

$$B = cH + dH^2,$$

et il constata que c comme d augmentent, lorsque la température monte de 0° C. à 100° C.

Mais c'est à la suggestion de M. P. Weiss que sont dus les travaux les plus étendus sur la susceptibilité magnétique initiale des corps ferromagnétiques à diverses températures, entrepris à Zurich et continués par le présent travail au laboratoire de Strasbourg.

La relation entre l'aimantation et le champ magnétique exprimant que le lieu des sommets des cycles d'hystérèse de faible amplitude est une fonction quadratique du champ magnétique :

$$I = aH + bH^2$$

a été confirmée par de nombreux chercheurs. Les coefficients a et b possèdent une signification physique fort simple. Le

(1) Lord Rayleigh. *Phil. Mag.* (1887, March), 225-245.
(2) Lord Rayleigh, *l. c.* et C. Baur. *Wied. Ann.*, **11** (1880), 399.
(3) Tomlinson. *Proc. Roy. Soc.* (5 déc., 1889).

coefficient d'aimantation initiale a mesure la partie réversible du phénomène ferromagnétique, le coefficient b en fournit la partie irréversible. L'aire des cycles hystérétiques de faible amplitude est en effet :

$$W = \frac{4}{3} bH^3.$$

La différence de signification des grandeurs a et b s'oppose à ce qu'on puisse interpréter la relation de Rayleigh comme un simple développement en série d'une fonction représentant l'aimantation et tel que :

$$I = aH + bH^2 + cH^3 + \ldots + fH^n + \ldots$$

arrêté arbitrairement au deuxième terme. D'autre part, si tel était le cas, la grandeur a donnant l'ordonnée à l'origine ($k = a$ pour $H = 0$) et la grandeur b, le coefficient angulaire au départ, ou pente initiale, de la représentation de :

$$k = a + bH$$

en fonction de H, rien ne permettrait de prévoir que la suite est une droite dans un grand intervalle, comme le montrent de nombreuses expériences.

En raison même de la signification physique des deux grandeurs a et b, la variation thermique de celle-ci a fait l'objet de recherches précises de Radovanovic, de Renger, de de Freudenreich ainsi que de P. Weiss et de Freudenreich (1).

Voici les résultats principaux de leurs recherches. Les deux quantités a et b croissent d'abord lentement puis de plus en plus rapidement avec la température pour atteindre des valeurs très élevées immédiatement avant le point de Curie, et tomber ensuite très brusquement à la valeur nulle au point de Curie.

(1) Trois *Thèses de Zurich* : Radovanovic (1911) ; Renger (1913) ; de Freudenreich (1918) ; et P. Weiss et de Freudenreich. *Arch. Sc. Phys. Nat.*, **39** (1915), 125 ; **42** (1916), 5 et 449.

L'allure des phénomènes, pour le nickel, à la température ordinaire est compatible avec des valeurs nulles au zéro absolu. En effet, à la température de l'hydrogène liquide, les deux coefficients ont des valeurs très faibles, comme il résulte d'un travail de Perrier et Kammerlingh Onnes (1).

L'étude de plusieurs substances ferromagnétiques a mis en outre en évidence une curieuse relation potentielle :

$$b = f.a^n$$

où l'exposant n, entier ou fraction rationnelle simple, semblait caractéristique de la nature du corps; par contre, le coefficient numérique f de cette relation paraissait dépendre d'une manière capricieuse de l'échantillon ou du traitement qu'il a subi.

Ainsi Radovanovic trouve pour le nickel :

$$b = 0{,}000816.a^4,$$

alors que les expériences de contrôle de Freudenreich donnent pour les températures croissantes :

$$b = 0{,}000462\,a^{4{,}09},$$

et pour les températures décroissantes :

$$b = 0{,}000466\,a^{4{,}05}.$$

Renger, étudiant le fer, trouve pour celui-ci :

$$b = 0{,}068\,a^{5/3}.$$

D'autres mesures effectuées sur le même fer, après des traitements différents, ont donné des valeurs quelque peu différentes pour le coefficient numérique, l'exposant restant le même.

Le même chercheur trouve pour la magnétite (ou plutôt pour un oxyde de fer voisin de la magnétite) :

$$b = 0{,}019\,a^{12\cdot5}.$$

Etant donné le sens physique des grandeurs a et b, il était

(1) *Comm. Leiden*, n° 126 (1912).

naturel de chercher à les mettre en relation avec l'aimantation spontanée. Et en effet, il a été possible de le faire dans deux cas.

Soient I_s la saturation absolue et I l'aimantation spontanée à la température t; la variable qui intervient dans cette question est alors :

$$\frac{I_s - I}{I}$$

que l'on peut désigner, suivant l'expression de M. Weiss qui fait image, comme le rapport de la partie désaimantée à la partie aimantée de la substance. Cette variable est nulle au zéro absolu et infinie au point de Curie. Radovanovic a trouvé que l'on a pour le nickel dans tout l'intervalle de ses expériences, de la température ambiante jusqu'au point de Curie :

$$b = 2{,}18\,\frac{I_s - I}{I}.$$

Renger donne pour le fer dans une région s'étendant de 372° C. à 740° C. (région exempte de viscosité magnétique) :

$$a = C\,\frac{I_s - I}{I},$$

la constante C étant fonction de l'histoire antérieure de la substance étudiée.

En s'appuyant sur les données fournies par ces chercheurs, M. Forrer (1) a remarqué que les résultats publiés jusqu'à présent sur l'exposant n satisfont approximativement à la relation :

$$n = \left(\frac{t_{\text{const.}}}{\Theta}\right)^m$$

où $t_{\text{const.}} = 1\,400°$, $m = 1{,}74$ et Θ est le point de Curie.

Tel était l'état de la question au moment où j'ai commencé mes recherches afin de contrôler et d'étendre les résultats antérieurs.

(1) Inédit.

Comme la préparation d'éprouvettes filiformes est de beaucoup plus aisée et plus commode que la fabrication d'anneaux ferromagnétiques (méthode employée par mes prédécesseurs) j'ai adopté dès l'abord la méthode magnétométrique.

En réalité l'étude de nombreux corps ferromagnétiques va nous montrer que les phénomènes sont beaucoup plus compliqués qu'il ne semblait résulter des travaux antérieurs.

CHAPITRE PREMIER

Théorie et technique des mesures.

Avant d'aborder la description des méthodes et des appareils utilisés au cours de mes recherches, je ferai quelques remarques concernant la théorie des méthodes adoptées.

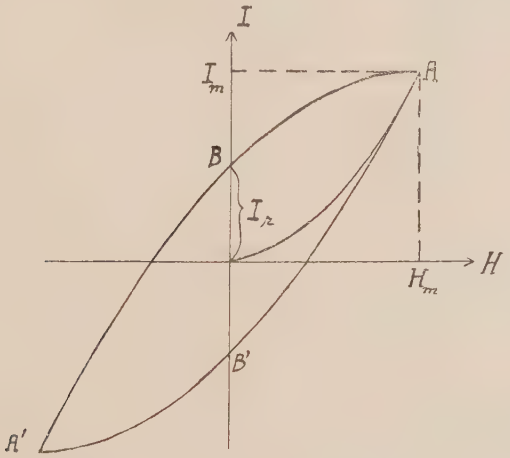

Fig. 1. — Allure d'un cycle d'aimantation.

Le début de la courbe d'aimantation, plus précisément la courbe lieu des sommets des cycles hystérétiques peut se mettre sous la forme :

$$I = aH \pm bH^2 \qquad (1)$$

(le signe — correspondant aux valeurs de $H < o$), I étant l'intensité d'aimantation rapportée à l'unité de volume et H le champ magnétique exprimé en oersteds.

Les deux branches du cycle d'aimantation se composent de deux arcs de parabole dont les équations s'écrivent : branche supérieure ABA′ (fig. 1) :

$$I = (a + bH_m)H - \frac{b}{2}(H^2 - H_m^2) ; \qquad (2)$$

branche inférieure AB′A′ :

$$I = (a + bH_m)H + \frac{b}{2}(H^2 - H_m^2) ; \qquad (3)$$

$\pm H_m$ désignant les champs correspondant aux sommets du cycle d'hystérèse.

Il en résulte que pour $H = 0$:

$$I_r = \frac{b}{2} H_m^2. \qquad (4)$$

On peut montrer d'autre part que l'aire du cycle d'hystérèse de ce genre est donnée par la formule :

$$W = \frac{4}{3} bH_m^2. \qquad (5)$$

De l'ensemble de ces relations dérivent deux modes de détermination des coefficients a et b.

1° On trace la droite des susceptibilités en fonction de H.

$$k = \frac{I}{H} = a + bH,$$

d'où, en extrapolant pour $H = 0$ et en déterminant la pente, on tire immédiatement a et b. Il faut remarquer à ce propos que les points obtenus dans les champs les plus faibles et correspondant par conséquent à de petites élongations sont moins précis que ceux qui sont donnés par les champs plus forts; il convient donc d'attribuer plus de poids à ces derniers.

2° On déduit de (2) que pour $H = H_m$

$$I_m = (a + bH_m)H_m ;$$

jointe à (4), cette relation fournit également a et b si l'on mesure I_r :

$$a = \frac{I_m - 2I_r}{H_m} ;$$

$$b = \frac{2I_r}{H_m^2} .$$

Tandis que la première méthode renseigne sur la validité de la loi linéaire $k = a + b\mathrm{H}$, la deuxième méthode (que j'appellerai méthode des quatre points) suppose que l'on est resté dans les limites de sa validité.

Je me suis servi, dans mes recherches, presque exclusivement de la première des méthodes décrites, à savoir du relevé de la susceptibilité en fonction du champ magnétique.

Les éprouvettes ferromagnétiques ayant servi aux mesures avaient toutes une longueur de 10 cm. et un diamètre d'environ 0 cm. 1.

L'installation magnétométrique se composait :

1° d'une bobine magnétisante verticale (voir fig. 2) renfermant un four électrique permettant de porter l'éprouvette à étudier à la température voulue ;

2° d'un magnétomètre astatique (1) dont les déviations donnaient l'intensité d'aimantation (rapportée à l'unité de volume) en valeurs relatives ;

3° de trois circuits électriques :

a) le premier servant à alimenter la bobine magnétisante indiquée sous 1° ;

b) le deuxième relié à une bobine compensatrice de l'action de la composante verticale du champs magnétique terrestre, et

c) le troisième utilisé pour chauffer le four ;

4° de deux petites bobines auxiliaires, insérées dans des circuits appropriés et servant à compenser l'action sur le magnétomètre des extrémités des bobines (magnétisante et compensatrice) ;

(1) R. Forrer. *Journal de Physique*, **10** (1929), 252.

5° d'un couple thermoélectrique étalonné indiquant la température de l'éprouvette à l'intérieur du four.

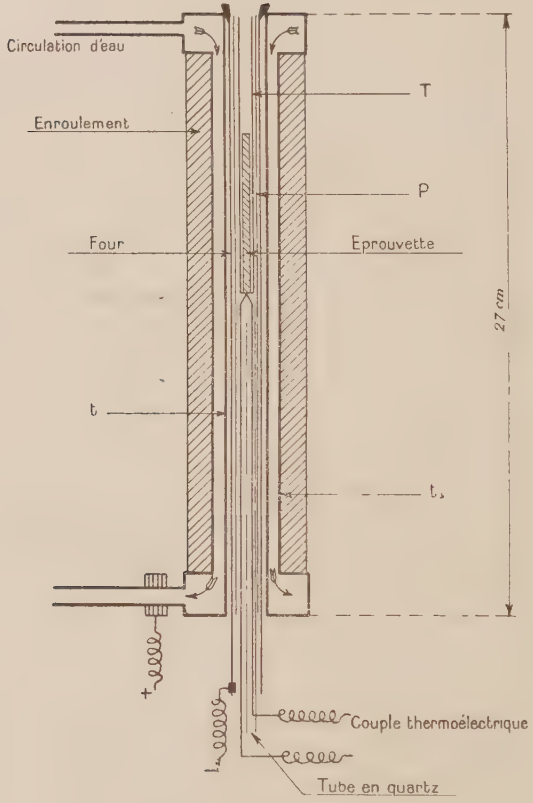

Fig 2. — Bobine magnétisante et four

Voici quelques précisions concernant les détails de cette installation :

La bobine magnétisante est constituée (fig. 2) par un tube cylindrique à double paroi, en laiton, longs de 27 cm. et sur lequel sont enroulées plusieurs couches de fil de cuivre isolé.

Le calcul donne pour la valeur du champ magnétique au centre de cette bobine :

$$H \text{ (oersteds)} = 0{,}1310\ i\ (m\text{A}),$$

i étant le courant parcourant la bobine.

Un enroulement supplémentaire superposé à l'enroulement de la bobine magnétisante permettait de compenser, en y faisant passer un courant d'intensité convenable, la composante verticale du champ terrestre.

Le four est constitué par un cylindre C en nichrome (fig. 2), de 3 mm. de diamètre, susceptible d'être logé à l'intérieur de la bobine magnétisante. L'éprouvette à étudier placée suivant les cas, dans un tube en cuivre ou en or T, afin d'en uniformiser la température, y est introduite de façon que son extrémité inférieure soit exactement au centre de la bobine magnétisante. Pour empêcher un échauffement exagéré des parois de la bobine, un courant d'eau froide circule entre les parois t et t_s de la carcasse de celle-ci. Le courant de chauffe I circule en sens inverse dans la paroi de la bobine et dans le four (voir fig. 2) afin d'annuler son action magnétique sur l'éprouvette et le magnétomètre. En vue d'assurer la rigidité du four aux températures élevées, j'ai glissé entre le tube porteur de l'éprouvette et le four un tube en porcelaine réfractaire P.

Dans mes premières mesures j'ai employé le magnétomètre doublement astatique et symétrique, du type Forrer. Celui-ci se compose essentiellement d'une tige d'aluminium (fig. 3, à gauche) AB sur laquelle se trouvent collés quatre petits aimants de moments magnétiques égaux et disposés symétriquement comme l'indique la figure 3. Ces derniers sont en acier au cobalt très dur, à très grand champ coercitif ($\sim$ 220 oersteds), trempés et aimantés ensuite. La tige de l'équipage porte encore un petit miroir concave de 4 m. de rayon environ, ainsi qu'une palette en clinquant de cuivre, qui, plongée dans un mélange d'huile de paraffine et de

pétrole, assure l'amortissement critique de l'équipage. Celui-ci est suspendu verticalement par un fil de torsion en tungstène de 0 mm. 015 de diamètre (l'extrémité supérieure est fixée à la cire à cacheter, à une tête à vis permettant le déplacement vertical de l'équipage tout entier). La lecture de la déviation de l'équipage se fait sur une échelle transparente placée à une distance convenable. Tout l'équipage est logé dans un tube en verre cylindrique comportant une ouverture qui permet le passage du faisceau lumineux.

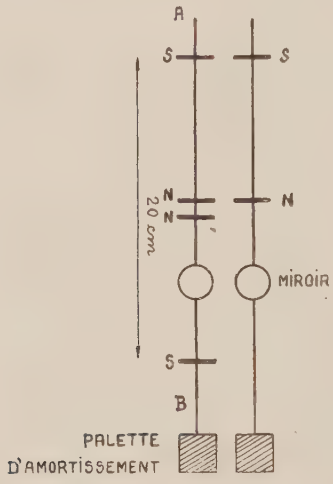

Fig. 3. — Equipages mobiles du magnétomètre.

Comme pour les mesures à hautes températures la compensation de l'action du circuit de chauffe sur l'équipage devenait notable à cause de sa proximité, je me suis bien trouvé d'employer un équipage simplement astatique (fig. 3, à droite) se composant de deux aimants, d'un miroir et suspendu de la même façon que l'équipage précédent

Comme il a été impossible d'obtenir la compensation simultanée de l'action des bouts des bobines magnétisantes sur l'équipage mobile par le seul changement de la position de celles-ci, j'ai été obligé d'adjoindre deux petites bobines supplémentaires placées convenablement par rapport aux bobines principales et à l'équipage. L'une des bobines est mise en série avec la bobine magnétisante et l'autre est parcourue par le même courant que la bobine compensatrice du champ terrestre. On peut de la sorte obtenir une très bonne

compensation après quelques tâtonnements. L'action du circuit de chauffe peut se compenser en partie à l'aide d'une simple boucle insérée dans ce circuit et parcourue, par conséquent, par ce même courant.

Pour déterminer l'aimantation en valeur absolue, je me suis servi d'une petite bobine étalon, de 10 cm. de long, portant un enroulement très régulier. Cette bobine étalon peut s'introduire, le four étant retiré de la bobine magnétisante, à la place exacte que l'éprouvette à étudier devait occuper, lors des mesures. On peut ainsi déterminer, connaissant le courant parcourant la bobine, le moment magnétique de la bobine étalon et, par comparaison, le moment magnétique, en valeur absolue, de l'éprouvette à étudier. Comme l'étalonnement et par suite, l'introduction de cette bobine étalon dans la bobine magnétisante nécessitait, à chaque fois, l'enlèvement préalable du four, j'ai employé une bobine auxiliaire dont l'action, sur le magnétomètre, a été déterminée à l'aide de la bobine étalon et qui a pu servir ainsi de bobine étalon intermédiaire utilisée pour vérifier l'étalonnement du magnétomètre au cours même des mesures, sans qu'on ait eu besoin de retirer quoi que ce soit de la bobine magnétisante. J'ai pu, grâce à cette bobine, me passer d'opérations longues et délicates, nécessaires à l'enlèvement de l'éprouvette d'abord, du four ensuite et à l'introduction de la bobine étalon proprement dite, enfin. La bobine auxiliaire servait également à déterminer l'aimantation idéale en valeur absolue (voir plus loin).

En ce qui concerne la sensibilité de l'appareil, il suffit de remarquer que, l'amortissement critique étant réalisé, celle-ci est d'autant plus grande que la bobine magnétisante est plus rapprochée de l'équipage mobile. On peut du reste aussi modifier la sensibilité à l'aide d'un aimant permanent placé convenablement par rapport à l'équipage (aimant directeur).

La température de l'éprouvette était déterminée à l'aide

d'un couple thermo-électrique (d'abord couple BTE-CTE d'Imphy, ensuite couple Pt-PtRh d'Heraus) dont la force électromotrice se mesurait au moyen d'un potentiomètre. La soudure chaude s'introduit par le bas de la bobine magnétisante et reste fixée au milieu de celle ci de manière à venir en contact avec l'extrémité du tube renfermant l'éprouvette (voir fig. 2). Les soudures froides sont maintenues à 0° C. par de la glace fondante.

Le mode opératoire consiste en ceci :

1° On commence par compenser toutes les actions magnétiques parasites des circuits électriques.

2° On étalonne l'appareil à l'aide de la bobine étalon.

3° On retire la bobine étalon et l'on met à sa place l'éprouvette à étudier.

4° On désaimante l'échantillon et on cherche par tâtonnements le courant nécessaire pour la compensation du champ terrestre. On reconnaît cette compensation à ce que, après désaimantation, l'équipage revient au zéro et aussi à ce que les déviations, pour un champ magnétique donné, sont symétriques de part et d'autre du zéro de l'équipage.

CHAPITRE II

Détermination du facteur démagnétisant d'éprouvettes cylindriques [1].

Comme la connaissance précise du facteur démagnétisant joue un rôle très important dans les recherches magnétométriques, j'ai été amené à m'occuper plus particulièrement de la détermination expérimentale du facteur démagnétisant d'éprouvettes cylindriques. Pour la clarté de l'exposé, je rappelle brièvement l'origine et la signification de ce facteur.

Considérons un ellipsoïde de rotation allongé tourné dans une substance ferromagnétique et placé dans un champ extérieur uniforme H_e, parallèle à l'axe de l'ellipsoïde. La théorie classique montre qu'il se développe dans l'ellipsoïde un champ antagoniste uniforme dont l'axe coïncide avec l'axe de l'ellipsoïde. A l'intérieur de l'ellipsoïde, ce champ antagoniste appelé champ démagnétisant H_d est proportionnel à l'intensité d'aimantation (aimantation rapportée à l'unité de volume) :

$$H_d = - N_g I.$$

Dans l'ellipsoïde le champ résultant H_i sera la somme algébrique de H_e et H_d. Le facteur de proportionnalité N_g porte le nom de facteur démagnétisant de forme. Comme il ne dépend que des dimensions géométriques de l'ellipsoïde, je l'appellerai par la suite facteur démagnétisant géométrique.

(1) Cf. T. Kahan. *Comptes Rendus de l'Académie des Sciences*, **199** (1934), 349 s. et T. Kahan. *Journal de Physique*, **5** (1934), 9, 463 s.

La notion de facteur démagnétisant géométrique peut s'étendre au cas d'éprouvettes cylindriques ; mais cette fois-ci N_g variera de point en point et atteindra sa valeur minima au milieu du cylindre, de sorte que le champ résultant interne :

$$H_i = H_e + H_d = H_e - N_g I$$

loin d'être constant à l'intérieur de l'éprouvette, décroîtra du milieu vers les extrémités de celle-ci. Il s'ensuit que l'aimantation ne saurait être uniforme et qu'elle aussi décroîtra du milieu vers les extrémités. Ainsi, on ne mesure, lorsqu'on détermine le facteur démagnétisant géométrique, qu'une valeur moyenne de ce facteur, étendue à tout le volume de l'éprouvette filiforme. Les données des différents auteurs s'écartent du reste assez notablement les unes des autres quant aux valeurs numériques de N_g.

Indépendamment de la question du champ démagnétisant géométrique, Forrer et Martak (1) ont été amenés, à la suite de l'étude de l'inclinaison des cycles d'hystérèse, à découvrir un champ démagnétisant structural dans le fer et le nickel, champ dû à la structure intime du corps envisagé et indépendant de sa forme géométrique. Un tel champ structural a été mis en évidence pour la première fois par P. Weiss dans la pyrrhotine (2).

Ce champ démagnétisant structural étant proportionnel à l'aimantation, on peut lui faire correspondre un facteur démagnétisant structural N_s :

$$H_{ds} = - N_s I.$$

Il faudra par conséquent tenir compte, lors de l'étude des éprouvettes filiformes, de son existence, et déterminer chaque fois sa valeur numérique précise.

(1) *Journal de Physique*, **6** (1931), 198-204.
(2) *Journal de Physique*, **4** (1905), 489 ; cf. Weiss et Foex. *Le magnétisme*, 136.

Méthode expérimentale. — Pour me procurer par mesure directe les valeurs expérimentales du facteur démagnétisant total, *géométrique plus structural* N, je suis parti du fait expérimentalement bien établi que le tronçon initial de la courbe d'aimantation dite idéale coïncide, en l'absence de champ démagnétisant interne, avec l'axe des aimantations. Cette courbe d'aimantation idéale se définit et s'obtient de la façon suivante. On sait que pour parvenir à la désaimantation complète d'un corps ferromagnétique dans un champ extérieur nul, on lui fait subir un champ magnétique alternatif d'amplitude suffisante pour atteindre la région de saturation, champ dont on fait ensuite décroître l'intensité d'une façon continue jusqu'à la valeur nulle. On fait ainsi décrire à la substance des cycles d'aimantation de plus en plus faibles jusqu'à ce qu'on atteigne le point zéro.

On peut ainsi débarrasser, en l'absence du champ extérieur, une substance ferromagnétique de l'effet de son histoire antérieure. Or rien n'empêche de l'en débarrasser de la même manière pour n'importe qu'elle valeur du champ extérieur. Si l'on traite par conséquent la substance soumise à l'action d'un champ magnétique extérieur constant par champ alternatif décroissant, comme pour la désaimantation en champ nul, l'on obtient toujours pour l'aimantation une valeur bien déterminée et unique, indépendante de l'histoire antérieure, que cette substance se trouve initialement sur la courbe de première aimantation, sur la branche ascendante ou descendante du cycle d'aimantation.

La courbe ainsi obtenue pour différents champs constants est la courbe d'aimantation idéale ou courbe anhystérétique (courbe d'aimantation dépourvue d'hystérèse) (1).

L'on a trouvé, comme je l'ai déjà dit, que cette courbe d'aimantation idéale se confond dans sa partie initiale en l'ab-

(1) Cf. W. Steinhaus et E. Gumlich. *Verh. d. D. Phys. Ges.*, 17 (1915), 369.

sence de champ démagnétisant avec l'axe des aimantations et qu'elle présente, par conséquent, l'aspect suivant (fig. 4).

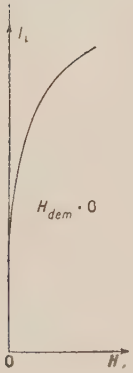

Fig. 4.

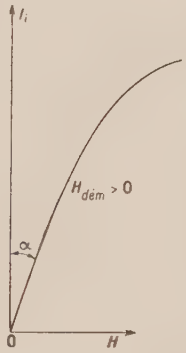

Fig. 5.

Par contre, en présence d'un tel champ, la courbe d'aimantation anhystérétique présente une toute autre allure (fig. 5). On peut y distinguer deux parties nettement différentes : une partie initiale rectiligne et une partie incurvée. L'angle α est tel que :

$$\operatorname{tg}\alpha = \frac{H}{I} = N,$$

N étant le facteur démagnétisant total. Autrement dit :

$$H_{\text{extérieur}} = H_{\text{démagnétisant interne}} = NI$$

ou encore :

$$H_e - H_i = 0.$$

En d'autres termes, je suppose que la partie initiale rectiligne de la courbe d'aimantation idéale correspond à un champ intérieur total nul. Si, par conséquent, on relève expérimentalement la portion rectiligne initiale de la courbe idéale, on se trouve par là en possession d'un moyen direct et commode pour la détermination du facteur démagnétisant total. C'est de cette méthode que je me suis servi pour me procurer les valeurs numériques du facteur démagnétisant total à diverses températures.

Les moyens expérimentaux mis en œuvre sont les suivants : l'éprouvette à étudier de 10 cm. de long et de diamètre variant autour de 1 mm. est placée dans la bobine magnéti-

sante de 27 cm. de long qui produit le champ magnétisant constant. Cette bobine magnétisante est entourée d'une seconde bobine parcourue par le courant alternatif servant à la désaimantation. L'amplitude maximum du champ alternatif produit par ce courant de désaimantation doit être supérieure à l'intensité du champ magnétisant constant (voir aussi chapitre précédent).

En vue d'obtenir une désaimantation complète, il est indispensable que le courant alternatif de désaimantation décroisse tout à fait graduellement puisque tout saut de courant amène une aimantation rémanente considérable. J'ai essayé plusieurs dispositifs de désaimantation avant de m'arrêter aux deux solutions suivantes. Le premier appareil se compose d'un tube en verre rempli d'un électrolyte dans lequel plongent deux électrodes effilées et pointues. L'évacuation graduelle de l'électrolyte par en bas permet d'obtenir une décroissance de courant assez continue. Le second dispositif de désaimantation (c'est celui dont je me suis servi la plupart du temps) comporte deux bobines, l'une fixe primaire parcourue par le courant alternatif du secteur (A), l'autre (B), secondaire, susceptible de se déplacer verticalement, guidée par un tube en verre et mue par un contrepoids (C). La bobine B est reliée à la seconde bobine magnétisante du magnétomètre. Afin de renforcer l'induction mutuelle entre les deux bobines et d'atténuer en même temps la variation brusque de l'intensité du courant secondaire au moment du décollage des deux bobines, j'ai muni le système d'un noyau fixe (F) en fil de fer doux de forme conique (fig. 6).

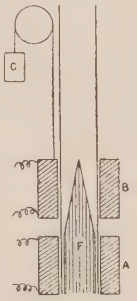

Fig. 6.

Mode opératoire. — La suite des opérations se réduit pratiquement à ceci :

1° On place l'éprouvette à étudier dans la bobine magnétisante et l'on applique le champ constant de valeur connue.

2° On désaimante avec l'appareil de désaimantation décrit plus haut, ce qui imprime à l'équipage du magnétomètre une déviation telle que le spot quitte l'échelle transparente.

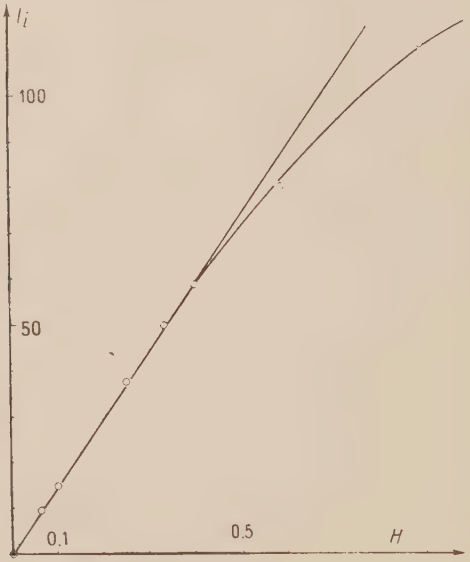

Fig. 7.

3° On ramène le spot au zéro de l'échelle en compensant l'action de l'aimantation idéale par une bobine compensatrice étalonnée au moyen d'une bobine étalon.

Résultats numériques. — Je me bornerai ici à donner deux exemples, en renvoyant pour l'ensemble des autres résultats à mon mémoire paru dans le *Journal de Physique* (*loc. cit.*).

a) *Nickel.* — J'ai consigné dans le tableau ci-après les données numériques. Le facteur du champ démagnétisant structural N s'obtient en retranchant de la valeur du facteur

démagnétisant total déterminée par la méthode décrite plus haut, la valeur du facteur démagnétisant géométrique (valeurs de H. Du Bois (1)).

Je reproduis dans la figure 7 l'allure de la courbe d'aimantation idéale relevée à la température ordinaire en fonction du champ magnétique extérieur. La figure 8 reproduit l'allure des lignes pour les températures de 116° C. et 320°. On se rend compte par là que l'allure rectiligne est tout à fait satisfaisante.

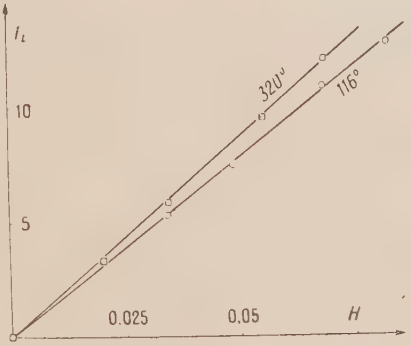

Fig. 8. — Variation de $I_i = f(H)$ avec la température.

La figure 9 représente l'allure de la courbe de N_s en fonction de la température. On voit que le facteur démagnétisant structural seul, loin d'être constant comme le facteur démagnétisant géométrique, varie fortement avec la température. Dans l'intervalle s'étendant de 16° à 320° C., sa décroissance est approximativement linéaire ; au delà, et

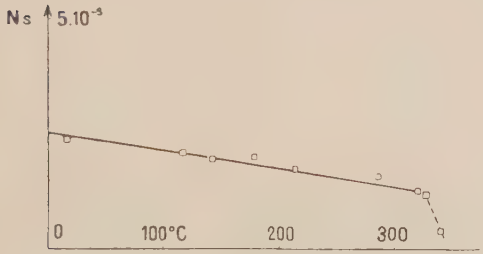

Fig. 9. — Variation de N_s avec la température.

(1) H. Du Bois. *Magnetische Kreise* (1894), p. 4.

près du point de Curie, sa chute est beaucoup plus rapide et l'on est tenté de conclure qu'au point de Curie, il prend une valeur nulle. L'allure générale de la courbe n'a pas permis de reconnaître une relation simple entre le facteur démagnétisant structural et l'aimantation.

t° C	N	N_g	N_s
16	0,0067	0,0043	0,0024
116	0,0064	»	0,0021
142	0,0062	»	0,0019
178	0,0063	»	0,0020
212	0,0060	»	0,0017
285	0,0059	»	0,0016
320	0,0055	»	0,0012
326	0,0055	»	0,0012
340	0,0047	»	0,0004

b) *Cobalt électrolytique.* — Le tableau suivant donne les résultats numériques :

t° C	N	N_g	N_s
20	0,0256	0,0014	0,0242
50	0,0250	»	0,0236
147	0,0122	»	0,0108
512	0,00198	»	0,00058
624	0,00185	»	0,00045
802	0,00174	»	0,00031

La figure 10 représente l'allure de la courbe $N_s = f(t)$. Aux basses températures (de 20 à 147° C.) le facteur démagnétisant structural est très grand, aux températures élevées, sensiblement plus faible. Il décroît linéairement avec la température et permet l'extrapolation vers la valeur nulle qui serait atteinte au point de Curie (1 130° C.). Toutefois comme les valeurs numériques correspondantes sont entachées d'erreurs à cause de l'incertitude où l'on est quant au facteur

démagnétisant géométrique, il faut se garder d'attribuer beaucoup de signification à cette extrapolation.

Conclusion. — Puisque le facteur démagnétisant géométrique qui ne dépend que du rapport des dimensions géométriques est par sa nature même indépendant de la température, j'ai démontré directement l'existence du facteur

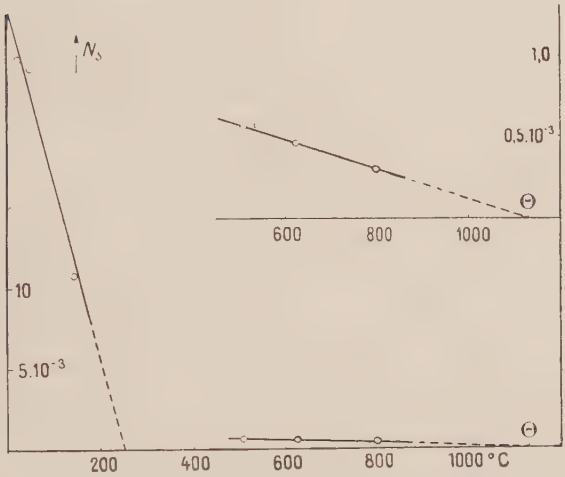

Fig. 10. — Variation du facteur démagnétisant structural avec la température.

démagnétisant structural par sa variation avec la température.

Dans mes expériences, le facteur structural est positif ; or comme semblent le montrer les expériences de Würschmidt (1), dans le fer il paraît pouvoir devenir négatif si, comme l'annonce cet auteur, sans songer toutefois à l'existence des champs structuraux démagnétisants et sans s'étendre longuement sur la question, le facteur démagnétisant

(1) *Z. f. Physik.*, **12** (1923), 145.

expérimental est inférieur d'environ 14 pour 100 au facteur démagnétisant géométrique. (Il serait désirable, pour vérifier cette conclusion, d'étudier la variation thermique du facteur structural de cette éprouvette de fer).

L'hypothèse du champ démagnétisant structural se trouve donc confirmée par mes expériences d'une façon directe. Quant à la nature et à l'origine de ce champ les données actuelles ne permettent guère de se prononcer.

CHAPITRE III

Recherches sur le nickel.

A. **Etude de la variation isothermique de a et b en fonction de l'aimantation idéale.** — Il m'a paru nécessaire, avant toutes choses, de contrôler les résultats obtenus par Radovanovic et de Freudenreich sur le nickel de Kahlbaum, de composition chimique suivante : Ni : 97,9 o/o; CO : 1,31 o/o; Fe : 0,68 o/o.

L'éprouvette de nickel que j'ai étudiée en premier lieu était un nickel très pur (composition chimique Ni : 99,25 o/o ; Fe : 0,4 o/o ; Cu : 0,1 o/o), provenant de la Société Mond. Cet échantillon filiforme a été légèrement étiré, puis recuit pendant quelques minutes à 1 000° C., ensuite 14 heures à 650° C. et refroidi lentement, tout cela dans une atmosphère d'hydrogène. En raison même du traitement subi, l'éprouvette avait acquis une susceptibilité magnétique relativement élevée à la température ordinaire. Une mesure grossière préalable avait donné pour la susceptibilité initiale (rapportée à l'unité de volume) :

$$a \simeq 10 \text{ C. G. S.},$$

et pour la pente initiale :

$$b \simeq 20 \text{ C. G. S.}$$

Comme dans la relation potentielle :

$$b = \text{C}^{\text{te}} \times a^n,$$

la température ne figure pas d'une façon explicite, il était

naturel de penser que cette relation devrait également être satisfaite en faisant varier a et b par un procédé quelconque, à la température ambiante. Or, ces grandeurs sont fonction de l'aimantation idéale, j'ai donc choisi comme point de départ leur variation en fonction de cette aimantation. J'ai adopté à cet effet le mode opératoire suivant. L'éprouvette à étudier est placée dans un champ magnétique uniforme maintenu constant auquel on superpose un champ alternatif variable dont l'amplitude maximum est de l'ordre de 150 oersteds que l'on fait progressivement décroître jusqu'à la valeur nulle. Ceci fait, l'on effectue une série de mesures de la susceptibilité à partir de cette nouvelle origine en fonction d'un troisième champ magnétique uniforme mais variable (H' dans la figure 11). Préalablement aux mesures, le spot dévié sous l'action de l'aimantation idéale se trouve ramené au zéro à l'aide d'une bobine auxiliaire compensant l'action constante de l'aimantation idéale (voir chapitre premier).

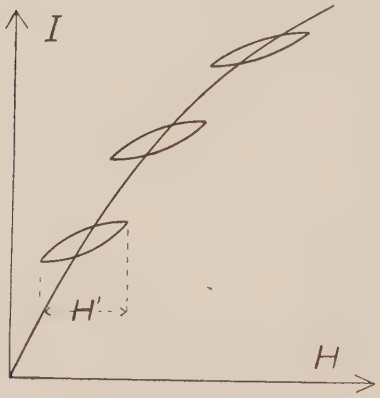

Fig. 11.

J'ai ainsi fait des mesures de susceptibilité pour une série d'aimantations idéales allant de $I_i = 0$ à $I_i = 363$ C. G. S., l'aimantation de saturation étant de 509 C. G. S.

Le facteur démagnétisant total a été déterminé comme il a été indiqué dans le chapitre II.

Les droites qui servent au calcul de a et b sont bien déterminées, les valeurs de a et de b qui en résultent en général ont une assez grande précision, sauf pour les grandes valeurs

de l'aimantation idéale pour lesquelles b devient petit par rapport à a et se trouve par là entaché davantage d'erreur.

La figure 12 représente les points observés et les droites $k = a + bH$.

On peut, en outre, tirer de ces expériences un renseignement utile pour la discussion des mesures ultérieures. Etant

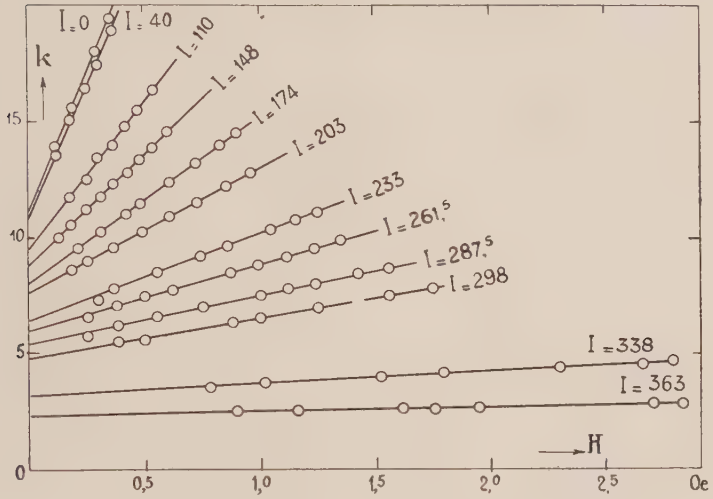

Fig. 12. — Variation de $k = f(H)$ avec la température.

donné en effet que dans l'intervalle d'aimantation idéale de $I = 0$ à $I = 40$, a est pratiquement constant et b varie relativement très peu, un léger défaut de désaimantation de l'éprouvette ne jouera pas de rôle important par la suite.

Voici a et b groupés en fonction de l'aimantation idéale.

On peut se rendre compte que a peut être représenté en fonction de I_i par une loi grossièrement linéaire dans l'intervalle de $I_i = 100$ à $I_i = 300$. Dans ce même intervalle, b peut être représenté par une loi exponentielle :

$$b = 38 \exp (-0{,}01\ I_i) \qquad \text{(voir fig. 14)}.$$

La figure 13 représente a et b en fonction de l'aimantation idéale.

I_i	a	b
0	11,1	24
39,2	10,9	22,8
110	9,5	12,7
148	8,8	9,5
174	8,0	7,2
203	7,6	5,4
233	6,4	3,8
261,5	6,0	2,9
287,5	5,35	2,15
298	4,8	1,74
338	3,1	0,575
363	2,2	0,20

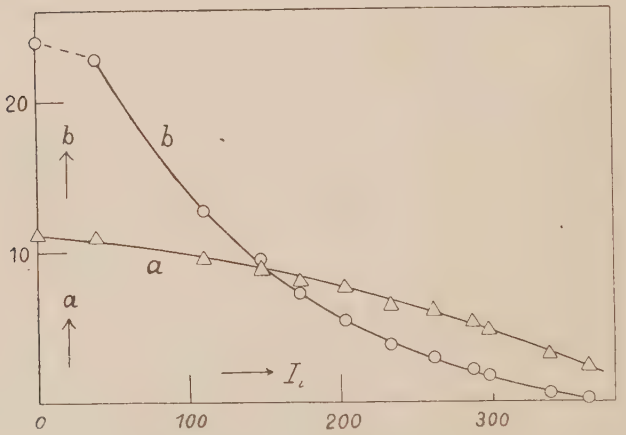

Fig. 13. — Variation de a et b avec l'aimantation idéale.

Enfin, pour savoir s'il existe une relation, potentielle ou autre, entre les quantités a et b, j'ai porté en graphique $\log b$ en fonction de $\log a$ (fig 15). La courbe

$$\log b = f(\log a)$$

semble bien se décomposer en deux droites. L'intervalle compris entre $I_i = 0$ et $I_i = 230$ donne la relation :

$$\log b = 4 \log a - 2{,}8$$

d'où la relation potentielle :

$$b = \frac{a^4}{633},$$

avec la puissance 4 aux erreurs d'expériences près. On a ainsi retrouvé, par un procédé tout différent (variation de l'aimantation idéale), la même puissance 4 que Radovanovic et de Freudenreich ont mise en évidence par une variation de température. Ce résultat paraissait très satisfaisant car il

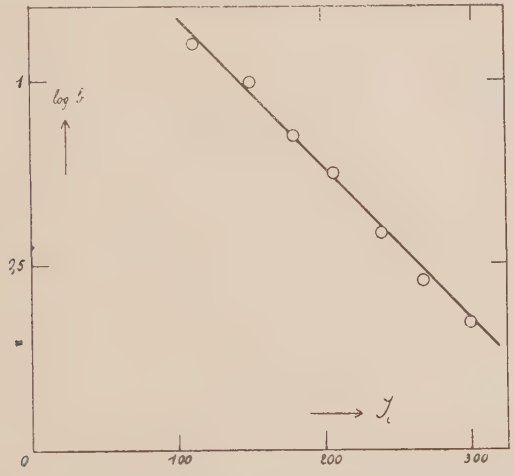

Fig. 14. — Variation de log b avec l'aimantation idéale.

semblait montrer qu'on pouvait se dispenser de l'étude de la variation thermique des substances en faisant des mesures uniquement à la température ambiante, pour différentes valeurs de l'aimantation idéale ; du moins lorsque la valeur de celle-ci ne dépasse pas une certaine limite, laquelle est, dans notre cas, aux environs de $I_i = 230$.

Dans l'intervalle de $I_i = 230$ à $I_i = 363$, l'on a également une relation potentielle, mais cette fois avec la puissance 2,5 : $b = C^{te} \times a^{2,5}$.

Cette interprétation, quoique compatible avec l'expérience

au degré de sa précison, ne s'impose pas ; d'autres lois seraient sans doute tout aussi acceptables.

Mes recherches ultérieures ont montré que malheureusement il n'était pas légitime de substituer à l'étude de la variation thermique de la susceptibilité et de la pente initiale, l'étude faite à une température fixe, pour diverses valeurs de l'intensité d'aimantation idéale.

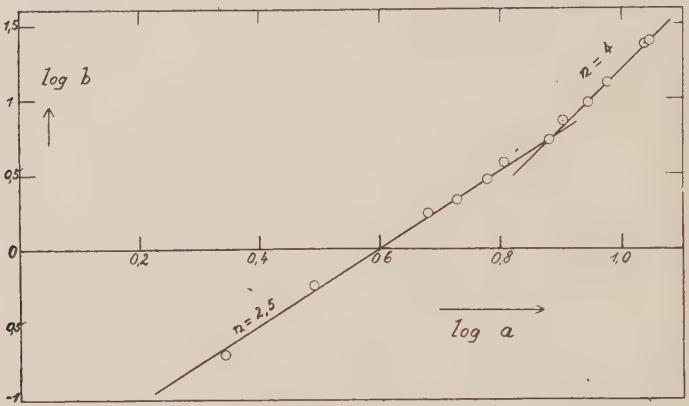

Fig. 15.

B. **Etude de la variation thermique de a et de b (Nickel).** — L'étude de la variation thermique des quantités a et b a été faite dans les conditions suivantes. Avant chaque mesure je m'étais assuré que l'éprouvette avait bien pris la température indiquée par le couple thermo-électrique, en la laissant séjourner plusieurs heures de suite à ladite température. De cette façon je crois avoir pu éliminer l'importance des faibles fluctuations locales de la température.

Le facteur démagnétisant total a été relevé pour chaque température afin de pouvoir retrancher chaque fois du champ extérieur H_e, le champ démagnétisant NI, la différence de ces deux champs étant le champ H_i qui règne à l'intérieur de la substance (voir chapitre II).

A titre d'exemple, je donne ci-après les données relatives à une mesure $[k = f(H)]$ à la température de 280° C.

H_e (oe)	NI	H_i (oe)	I	k
0,0456	0,0077	0,0379	1,3	34,3
0,057	0,0098	0,0472	1,67	35,4
0,0798	0,0142	0,0656	2,41	36,7
0,091	0,0167	0,0743	2,83	38,1
0,125	0,0244	0,1006	4,14	41,2
0,136	0,0272	0,1088	4,62	42,5
0,160	0,033	0,127	5,6	44,1
0,172	0,0361	0,136	6,12	45

Dans le tableau ci-après j'ai consigné les valeurs de a et de b en fonction de la température.

Tableau des coefficients a *et* b *en fonction de la température.*

t° C	a	b
20	10,9	24
	10,9	28
135	18,4	38
152	32,9	122
246	47,1	194
256	49,1	238
280	30,2	109
312	57,2	456
326	34,3	311

Pour rechercher s'il y a une relation potentielle ou autre entre les grandeurs a et b, j'ai porté log b en ordonnées et log a en abscisses. Il n'y a aucune relation apparente entre a et b. Les points représentatifs sont éparpillés au hasard, sans aucune continuité. Ainsi par exemple, le point représentatif correspondant à 280° se place près du point correspondant à 152° et non pas près des points relatifs aux températures de

246° et 256°; et ainsi de suite. Ceci s'explique par la remarque suivante. Au lieu d'opérer pour la détermination des droites de la susceptibilité régulièrement par températures croissantes ou décroissantes, j'ai fait les mesures dans un ordre quelconque quant à la suite des diverses températures, pensant que par suite du traitement subi, l'éprouvette était devenue réversible et que même un léger défaut de réversibilité ne pourrait modifier la relation potentielle. Ainsi, par

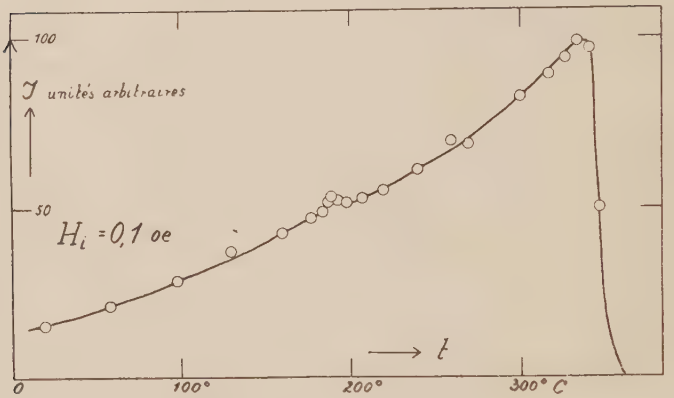

Fig. 16. — Variation de l'aimantation avec la température.

exemple, le point représentatif relatif à 312° a été déterminé avant celui qui correspond à 135°. En outre la pente initiale à la température ambiante est passée de 23 à 28 après un échauffement de l'éprouvette à 326° et retour à la température ordinaire. On est par conséquent conduit à admettre une sorte d'évolution de la substance, déclenchée par l'action de températures relativement peu élevées.

La courbe de l'aimantation en fonction de la température, pour un champ constant de 0,05 oersted, a été également relevée. La figure 16 reproduit l'allure de cette courbe. On remarquera un léger coude se produisant aux environs de 190° C.

Afin de me rapprocher davantage des propriétés magnétiques du nickel étudié par Radovanovic et de Freudenreich, j'ai étudié en second lieu une éprouvette de nickel de même composition chimique que le nickel précédent, préparée de la façon suivante : elle a été étirée à environ 5 o/o, recuite ensuite pendant 24 heures à 400° C, dans une atmosphère d'hydrogène, et refroidie lentement. Ce traitement a pour effet de durcir le nickel.

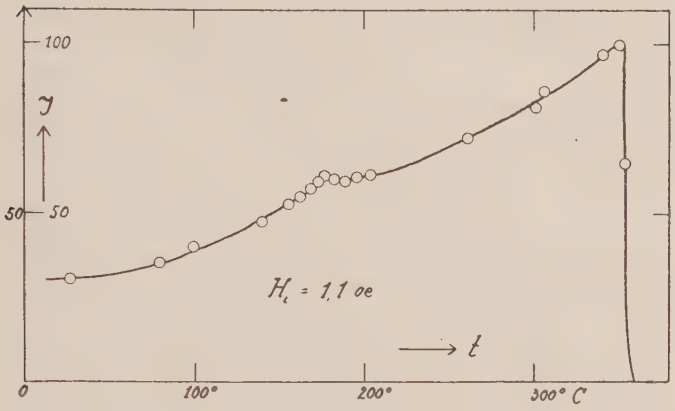

Fig. 17. — Variation de l'aimantation avec la température.

Cette fois-ci j'ai commencé par étudier la courbe de l'aimantation en fonction de la température (fig. 17), à l'intérieur du domaine de Rayleigh ($H_i = 1,1$ oe). L'allure de cette courbe est continue, sauf une légère anomalie qui se produit ici aux environs de 180° C, du même genre que celle du nickel précédent. L'aimantation semble atteindre son maximum à 345° C. et une valeur nulle aux environs de 355° C. Elle est réversible aux erreurs d'expériences près.

Variations des coefficients a et b avec la température. — J'ai tracé les droites $k = a + bH$ pour toute une série de tem-

pératures. A titre d'exemple je reproduis ci-après les données relatives à une mesure complète, pour une température de 306° C. Les résultats sont portés sur la figure 18.

H_e	NI	H_i	I	k
0,328	0,015	0,313	1,51	4,82
0,524	0,025	0,499	2,47	4,95
0,655	0,031	0,624	3,12	5,0
0,852	0,041	0,811	4,12	5,08
0,982	0,048	0,934	4,81	5,15
1,11	0,055	1,055	5,54	5,25
1,27	0,064	1,21	6,39	5,28

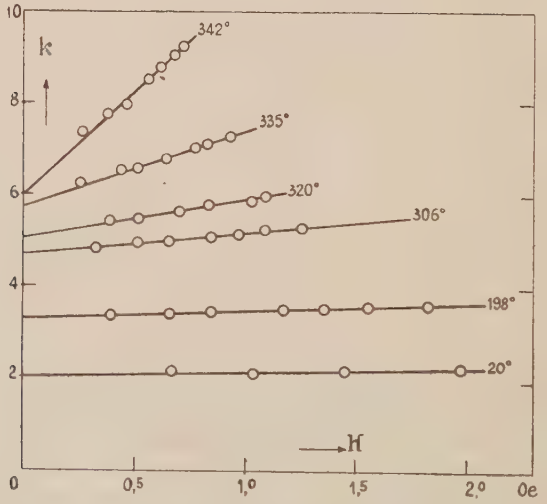

Fig. 18. — Variation de la susceptibilité avec la température.

Le tableau ci-dessous contient les valeurs de a et de b pour ces diverses températures. La figure 18 reproduit les lignes $k = f(H)$.

t° C	a	b
20	2,06	0,085
198	3,32	0,16
306	4,7	0,49
320	5,07	0,85
335	5,74	1,72
342	6,0	4,66

Pour me rendre compte s'il existe une relation potentielle entre les quantités a et b, j'ai porté, comme précédemment, $\log b$ en ordonnées et $\log a$ en abscisses (fig. 19). Quoique cette fois-ci, a et b varient régulièrement et dans le même sens quand la température s'élève, il n'y a pas comme le montre la figure, de relation potentielle simple entre les coefficients a et b. Ce résultat est d'autant plus décevant, après la confirmation assez satisfaisante de la relation potentielle à la température ordinaire, que les propriétés magnétiques (susceptibilité initiale) de l'éprouvette se rapprochent beaucoup de celles du tore de Radovanovic. La figure 20 reproduit l'allure de la courbe $b = f(a)$. La figure 21 représente l'allure des courbes $a = f(t)$ et $b = f(t)$ qui sont tout à fait régulières. Au-dessus de 300°, b croît beaucoup plus rapidement que a lorsque la température augmente.

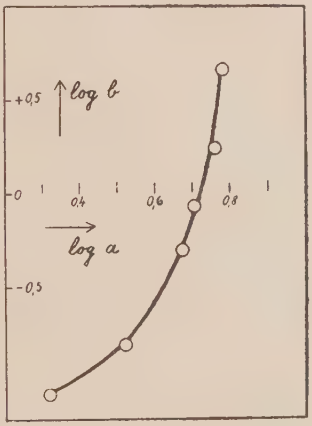

Fig. 19.

L'éprouvette de Ni dont je vais étudier les propriétés était de même provenance (nickel de la Société Mond) et par conséquent de même composition chimique que les échantillons de Ni précédemment étudiés; ce n'est que dans les traite-

ments mécaniques et thermiques subis qu'elle diffère des éprouvettes précédentes. Voici le traitement auquel je l'ai

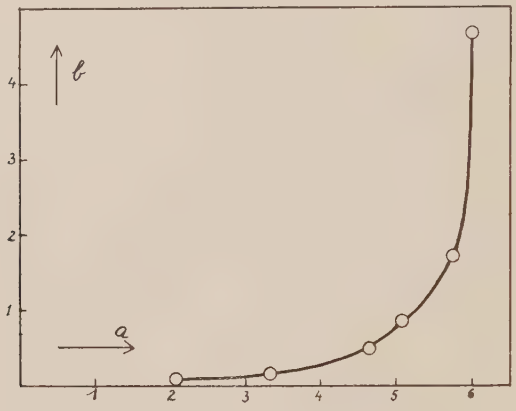

Fig. 20. — $b = f(a)$.

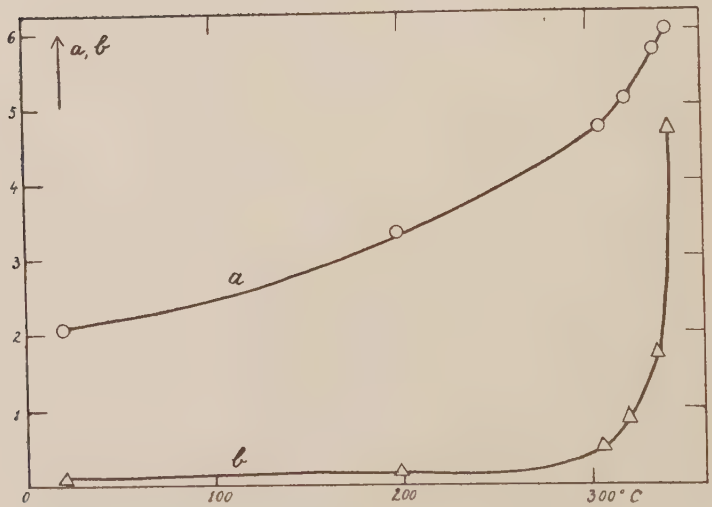

Fig. 21 — Variation de a et b avec la température.

soumise avant de procéder aux mesures. Elle a été étirée à 5 o/o, puis recuite pendant 24 heures à 850° C., dans une

atmosphère d'H, et refroidie brusquement jusqu'à la température ordinaire. Après cela, elle a été recuite pendant 16 heures, également dans une atmosphère d'hydrogène, à 400° C., et refroidie très lentement jusqu'à la température ordinaire. Par ce traitement l'éprouvette a acquis une sus-

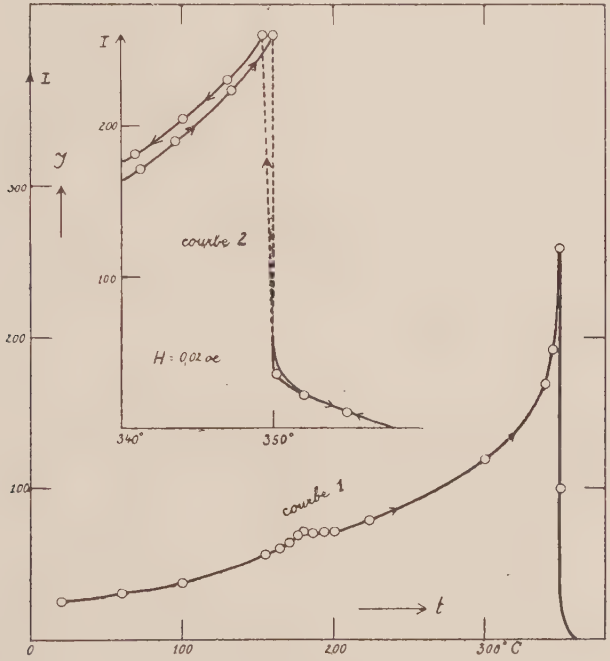

Fig. 22. — Variation de l'aimantation avec la température.

ceptibilité initiale relativement élevée et surtout une pente initiale considérable.

La courbe de l'intensité d'aimantation en fonction de la température a été relevée, comme d'habitude, pour un champ magnétique d'intensité constante (égale à 0,02 oersted dans ce cas). La figure 22 (courbe 1) en reproduit l'allure. Comme on le voit, l'anomalie, observée déjà lors de l'étude des

courbes aimantation-température des deux échantillons de Ni précédents, prend nettement la forme d'un coude très prononcé. L'abscisse de ce coude est aux environs de 180° C.

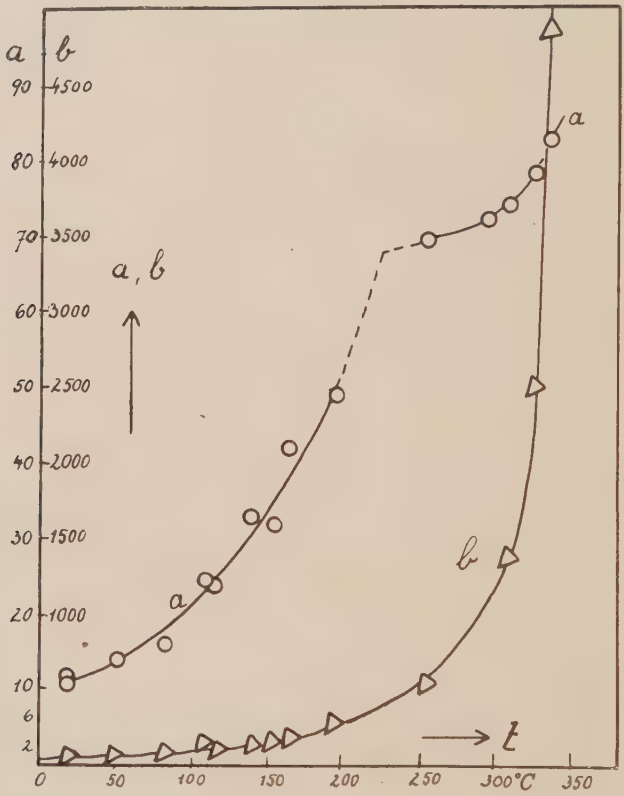

Fig. 23. — Variation de a et b avec la température.

L'allure générale de cette courbe ressemble en tous points aux courbes étudiées précédemment, sauf que la chute de l'aimantation au-dessus de 350° C. est presque verticale; elle n'est pas réversible.

Afin de déterminer le point de Curie avec quelque précision,

j'ai étudié cette courbe plus particulièrement au voisinage de celui-ci. La figure 23 (courbes 2) représente l'allure des courbes d'aller et de retour. La portion rectiligne de la « queue » immédiatement avant le point de Curie permet de situer celui-ci à 357° C. En effet, dans les champs très faibles employés ici, toute aimantation appréciable est nécessairement ferromagnétique et non paramagnétique.

Deux séries de mesures ont été faites pour étudier l'allure des variations des grandeurs a et b. Dans la première, j'ai poussé jusqu'à la température de 337° C., en partant de la température ordinaire. Dans la seconde série, j'ai exploré plus particulièrement la région s'étendant de la température ordinaire à la température de 186°5 C., température au voisinage de laquelle se produit le coude de la courbe intensité d'aimantation-température.

A titre d'exemple je reproduis ci-après les données relatives à une mesure faite à 164°5.

H_e	NI	H_i	I	k
0,0352	0,0072	0,0270	1,31	48,5
0,0456	0,0098	0,0358	1,78	49,7
0,0684	0,0155	0,0529	2,82	53,3
0,0796	0,0185	0,0611	3,37	55,1
0,091	0,0218	0,069	3,96	57,4
0,108	0,0264	0,082	4,81	58,6
0,125	0,0318	0,093	5,79	62,2

Les lignes $k = f(H)$ constituent, en général, de bonnes droites, sauf aux températures élevées, où la précision des mesures diminue à cause de l'effet des fluctuations de température inévitables à ces températures. Dans le tableau ci-après se trouvent consignées les valeurs des coefficients a et b, pour les différentes températures.

t° C	a	b
18	11,2	52
109	24,8	127
141,5	33	140
164,5	42,4	207
193	49,1	288
257	69,4	536
297	71,9	1 010
310	74	1 420
326,5	78,5	2 522
337	83	4 850

t° C	a	b
18	12,2	43,5
51	13,8	60,5
83	17,7	73
116	23,7	99
154	32,4	177

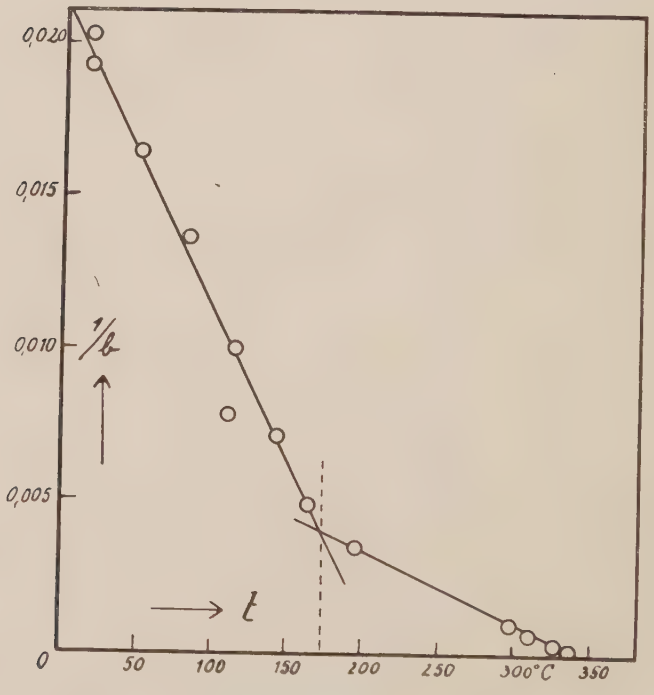

Fig. 24. — Variation de $1/b$ avec la température.

J'ai représenté, sur la figure 23, les coefficients a et b en fonction de la température. Pour mieux mettre en relief

l'allure des phénomènes, j'ai porté $\frac{1}{b}$ en fonction de la température (fig. 24). On peut à la rigueur mener par ces points deux droites (toutefois le point correspondant à 109° C. semble se situer nettement en dehors de la première droite) dont le point d'intersection se trouve approximativement à la température correspondant au coude de la courbe aimantation-température. En outre, la seconde droite, extrapolée, redonne la température « critique » (environ 343° C., fig. 29) où l'aimantation atteint son maximum en fonction de la température.

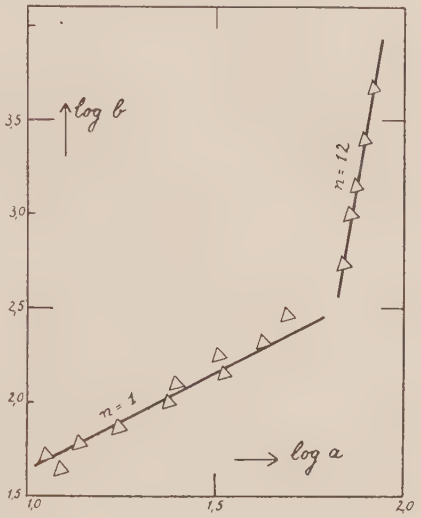

Fig. 25.

Pour rechercher s'il y a une relation potentielle entre les a et les b, j'ai procédé comme d'ordinaire en portant sur le graphique log b en fonction de log a (voir fig. 25). On constate qu'on peut à la rigueur mener deux droites par les points représentatifs. Le coefficient angulaire de la première droite, dont la validité s'étend dans un intervalle de température de 18° à 193° C. (température du coude de la courbe d'aimantation) est voisin de l'unité; on obtient par conséquent une première loi exponentielle très simple :

$$b = f\, a^n$$

avec :

$$n \approx 1$$

et :

$$f = 5{,}0 ;$$

en d'autres termes, il y a proportionnalité grossière entre les coefficients a et b dans l'intervalle compris entre 18° C. et 193° C.

Le coefficient angulaire de la seconde droite est compatible avec 12.

J'ai encore étudié une éprouvette de Ni de même provenance, étirée à 1 o/o, recuite 15 minutes à 1 290° C. dans le vide et refroidie lentement jusqu'à la température ambiante. Mais comme la courbe aimantation-température présentait la même allure à l'intérieur du domaine de Rayleigh que les courbes précédentes, avec anomalie à environ 180° C., je n'ai pas jugé utile d'insister davantage.

En guise de conclusion à l'étude concernant le nickel, on peut faire les remarques importantes suivantes :

1° Pour toutes les éprouvettes de Ni étudiées, il se produit, aux environs de 180° C., un coude très net dans la courbe aimantation-température.

2° Dans le cas où l'exposant peut être mis en évidence, il en existe deux valeurs pour un même échantillon.

3° Dans le cas du Ni étudié en dernier lieu, la température pour laquelle se produit le coude de la courbe aimantation-température est également mise en évidence par le comportement de la courbe $\frac{1}{b} = f(t)$ (voir fig. 24) ainsi que par le changement de l'exposant $n (n = 1 \text{ à } n = 12)$. Il semble donc exister deux régions distinctes pour ce nickel, la première est étudiée à partir de 18° et s'étend à environ 180° C., la seconde allant de 180° C. à 354° environ.

CHAPITRE IV

Recherches sur le cobalt.

Un grand nombre de résultats ont déjà été publiés en ce qui concerne les propriétés thermo-magnétiques du Co dans les champs magnétiques moyens et forts. Les résultats montrent que le cobalt est ferromagnétique au-dessous de

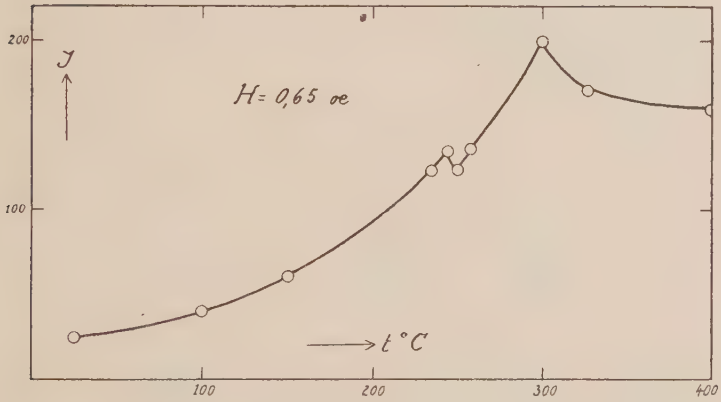

Fig. 26. — Variation de l'aimantation avec la température.

1 130° C. et paramagnétique au-dessus de ce point de Curie. Le cobalt présente une structure hexagonale stable jusqu'à environ 450° C. et se transforme à cette température en passant du réseau hexagonal au réseau cubique à faces centrées.

Il est à remarquer toutefois qu'aucune de ces recherches n'a porté sur la variation thermique des grandeurs a et b. J'ai étudié deux échantillons de cobalt aussi bien au point de vue

de l'aimantation fonction de la température qu'à celui de la variation thermique des coefficients a et b. La première éprouvette a été obtenue en faisant fondre du cobalt pur dans un four à haute fréquence du type Ribaud, et en aspirant la substance ainsi fondue dans un tube de quartz. Malheureusement l'échantillon ainsi obtenu était poreux et avait l'aspect d'un cylindre creux en partie écrasé.

La courbe aimantation-température n'a été étudiée que jusqu'à 400° C. dans un champ extérieur de 0,65 oe. Comme le montre la figure 26, l'allure de la courbe est d'accord avec les courbes obtenues par des physiciens japonais sauf un maximum et un minimum très nets aux environs de 250° C.

L'étude de la variation thermique des coefficients a et b n'a pas révélé des lois simples. J'ai poursuivi cette étude jusqu'à la température de 221°,5 C. J'ai groupé les valeurs de a et de b dans le tableau suivant :

t° C	a	b
19	1,52	0,161
127	2,23	0,405
183,5	2,46	1,35
205	3,28	1,84
221,5	4,57	1,68

Comme on le voit (fig. 27), a et b augmentent avec la température. Le seul point qui fasse exception est celui qui correspond à 221°,5 C. où b diminue brusquement. La représentation logarithmique ne donne rien d'intéressant ici.

Etant donnés les résultats remarquablement simples obtenus avec le second échantillon de Co, je suis porté à attribuer les résultats concernant la variation thermique de a et b de ce premier échantillon au manque d'homogénéité géométrique de l'éprouvette, mais aussi et surtout aux différentes tensions élastiques développées dans le métal lors de la solidification de la substance en fusion dans le tube de quartz.

Le second échantillon provient du cobalt électrolytique de l'Union minière du Haut-Katanga, préparé à partir d'une plaque que cette Société a gracieusement mise à ma disposition et pour laquelle l'analyse suivante m'a été communiquée : Ni : 0,04 o/o, Fe : 0,06 o/o, Cu : 0,05 o/o, Pb : 0,08 o/o, Al : 0,03 o/o.

Le cobalt étant très dur à découper avec la scie, j'ai réussi à obtenir une éprouvette filiforme en meulant à froid une

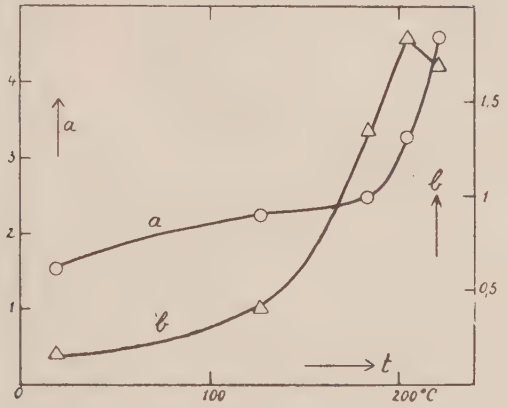

Fig. 27. — Variation de a et b avec la température.

pièce découpée dans une plaque. Cette éprouvette a été ensuite recuite 50 heures durant dans un tube de quartz vidé et scellé au chalumeau, à une température supérieure à 1 100° C. et refroidie lentement. Toutes les mesures ont été faites avec le tube de quartz afin de protéger l'éprouvette contre toute oxydation.

J'ai commencé par étudier d'abord la courbe aimantation-température jusqu'au point de transformation du Co, aux environs de 450° C. Cette courbe présente, à l'intérieur du domaine de Rayleigh ($H_i = 0{,}6$ oe.), la même allure que celles étudiées par d'autres physiciens dans les champs

moyens. L'intensité d'aimantation croît d'abord pour atteindre un maximum aux environs de 235° C., sans toutefois présenter un deuxième maximum comme c'est le cas du cobalt obtenu par fusion ; puis elle décroît jusqu'aux environs de 400° C. pour remonter ensuite. Elle n'est pas réversible, la courbe de retour étant régulièrement située au-dessus de la courbe de l'aller (voir fig. 28) sauf pour les basses températures où les deux courbes viennent se confondre. L'explica-

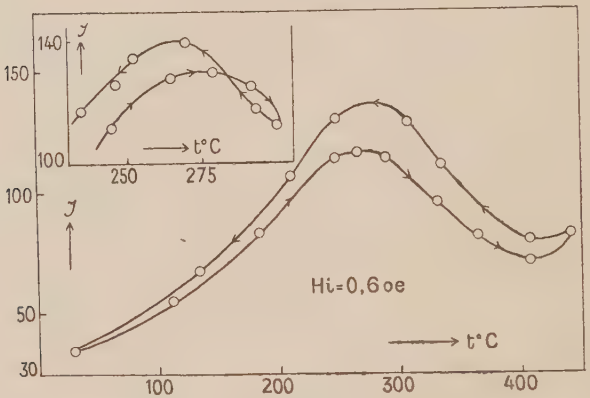

Fig. 28. — Variation de l'aimantation avec la température

tion de ce phénomène ne paraît pas facile. Un séjour à 300° environ semble diminuer la hauteur du maximum tout en le déplaçant en même temps vers les températures plus élevées (voir fig. 28 à droite).

Si l'allure générale de la courbe aimantation-température étudiée par moi dans le champ ci-dessus est d'accord avec les expériences faites dans les champs moyens, jusqu'à la température de transformation, il n'en est plus ainsi en ce qui concerne l'allure de cette courbe au delà du point de transformation. Tous les auteurs ayant étudié cette question sont en effet d'accord pour constater la décroissance plus ou moins rapide de l'aimantation lorsque la température croît,

pour des températures supérieures à celle du point de transformation. Or comme il est nettement visible sur la figure 29, l'aimantation, au lieu de décroître, croît régulièrement, dans les champs de 0,2 oe., au moins jusqu'à 870° C. Il m'a été impossible de dépasser cette température, l'échauffement exagéré du four ayant menacé de mettre l'installation hors d'usage. Il est néanmoins extrêmement probable que l'aimantation, après avoir atteint un maximum aux environs de

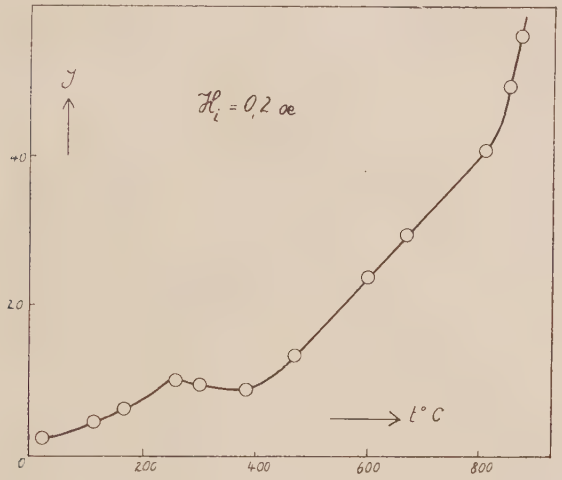

Fig. 29. — Variation de l'aimantation avec la température (Co).

1 000° C. tombe brusquement jusqu'à la valeur nulle au point de Curie, comme cela se produit dans le cas du nickel. Nous voyons donc que l'allure de la courbe aimantation-température dépend essentiellement de l'intensité du champ magnétique dans lequel on l'étudie et qu'elle peut varier du tout au tout selon qu'on l'examine dans les champs très intenses, moyens ou très faibles.

Variation thermique de a et b dans le cas du cobalt hexagonal. — J'ai déterminé une première série de droites

$k = a + bH$ en commençant par la température ordinaire et en terminant à 234° C., c'est-à-dire avant d'atteindre la température correspondant au maximum de la courbe aimantation-température, la région s'étendant au delà de ce maximum étant probablement troublée par l'empiètement du réseau cubique à faces centrées sur le réseau hexagonal. J'ai porté les valeurs a et de b pour différentes températures dans le tableau suivant.

t° C	a	b
20	2,27	0,07
50	2,53	0,082
99	3,02	0,108
147	3,8	0,154
150	3,76	0,152
198	5,76	0,241
221	7,3	0,308
234	8,25	0,364

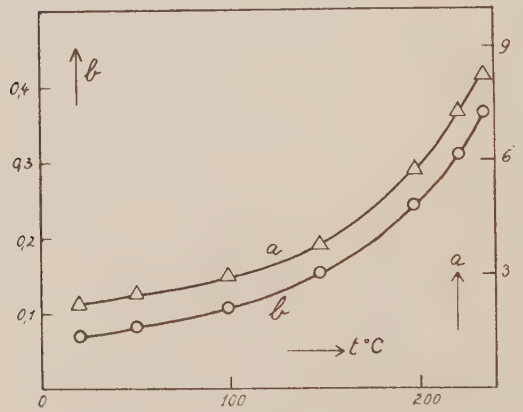

Fig. 30.

Les courbes de la figure 30 représentent les valeurs de a et de b en fonction de t° C. Ces coefficients croissent réguliè-

ment avec la température. Ils ont, *grosso modo*, la même allure que la courbe de l'aimantation en fonction de la température.

Pour rechercher s'il y a entre a et b une relation j'ai porté sur la figure 31, b en fonction de a. On peut mener par ces points une droite bien déterminée. On trouve ainsi :

$$b = 0{,}047a - 0{,}04$$

La relation qui relie a et b est donc linéaire. Mais le terme constant étant faible, c'est presque une proportionnalité.

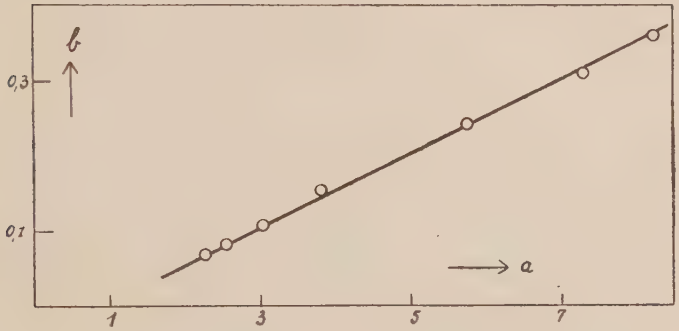

Fig. 31. — Relation linéaire entre a et b (Co).

Celle-ci est à la rigueur compatible avec les mesures de l'aimantation initiale. Ce résultat était inconnu au moment où M. Forrer a exprimé la répartition des exposants n en fonction des points de Curie par la formule :

$$n = \left(\frac{1\,400}{\theta}\right)^{1{,}74},$$

or cette formule donne, dans ce cas, $n = 1$, parce que le point de Curie du cobalt est à 1 400° K. Ici donc la prévision est d'accord avec l'expérience.

Variation thermique des a et b du cobalt à réseau cubique à faces centrées. — La courbe aimantation-température du

Co au-dessus de 500° C. n'est pas réversible non plus ainsi que je m'en suis rendu compte. J'ai réussi néanmoins à rendre pour ainsi dire stables l'aimantation et la courbe réversible, en faisant décrire à la substance plusieurs cycles thermiques. Voici comment j'ai procédé. J'ai commencé par déterminer, en chauffant la substance jusqu'à la température de 614°, l'aimantation pour ce point : j'ai trouvé I = 120,4, en unités arbitraires. Je suis monté ensuite à 864° (séjour de

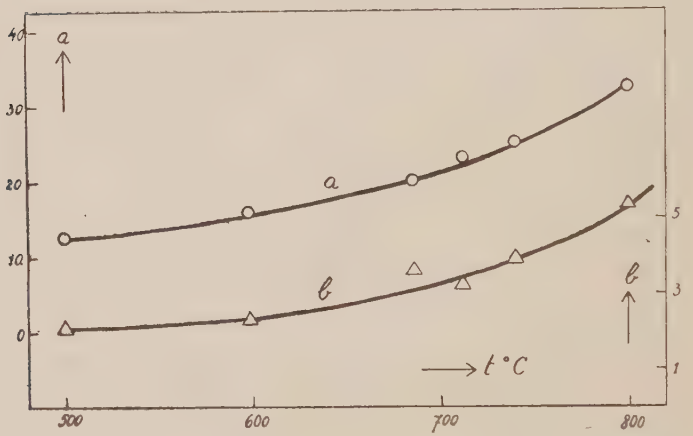

Fig. 32.

10 minutes) pour redescendre de nouveau à 614° et j'ai refait une mesure dans le même champ ; j'ai trouvé I = 128,6, c'est dire que la courbe d'aimantation du retour passe au-dessus de celle de l'aller, tout comme pour le cobalt hexagonal. J'ai laissé alors la substance reprendre la température ambiante et y séjourner pendant quelques heures. Puis je suis remonté à 614° et j'ai refait une mesure après une demi-heure de séjour : I = 118,5. Après avoir de nouveau séjourné pendant 10 minutes à 870°, je suis revenu à 614° et j'ai trouvé I = 130,8. En décrivant ainsi plusieurs

cycles thermiques, je suis arrivé à retrouver finalement la même valeur à l'aller et au retour.

J'ai tracé une série de lignes $k = f(H)$ pour déterminer les valeurs de a et de b en fonction de la température. Les mesures sont, à cause des fluctuations de températures inévitables aux températures très élevées, moins bonnes que les précédentes. Néanmoins la précision obtenue a suffi pour tirer les conclusions ci-après des expériences.

Comme l'allure de la courbe aimantation-température le fait prévoir, les grandeurs a et b augmentent avec t (courbes de la figure 32).

Voici a et b en formation de t.

t° C	a	b
500	12,6	2,1
598	16,2	2,36
686	20,1	3,65
712	23,2	3,27
740	25,1	3,92
800	32,5	5,38

J'ai porté, sur la figure 33, b en fonction de a. On peut mener à la rigueur une droite par les divers points du graphique. Il en résulte que cette relation est encore une équation linéaire qui peut se mettre sous la forme suivante :

$$b = 0{,}16_5 a - 0{,}16.$$

Il est remarquable de retrouver une loi compatible avec la proportionnalité, étant donnée la différence des réseaux cristallins de deux états du Co.

En résumé, trois conclusions se dégagent de l'étude précédente.

1° La courbe aimantation-température relevée dans les champs très faibles diffère profondément de celles relevées dans les champs d'intensité moyenne, dans l'intervalle de température compris entre 450° et 800° C.

2° Dans le cas du Co hexagonal, à histoire antérieure bien définie, la grandeur b varie linéairement avec a :

$$b = 0{,}0486a - 0{,}0386$$

entre 20° et 250° C.

3° Le même cobalt, au-dessus du point de transformation, entre 500 et 800° C., c'est-à-dire dans l'état du réseau cubi-

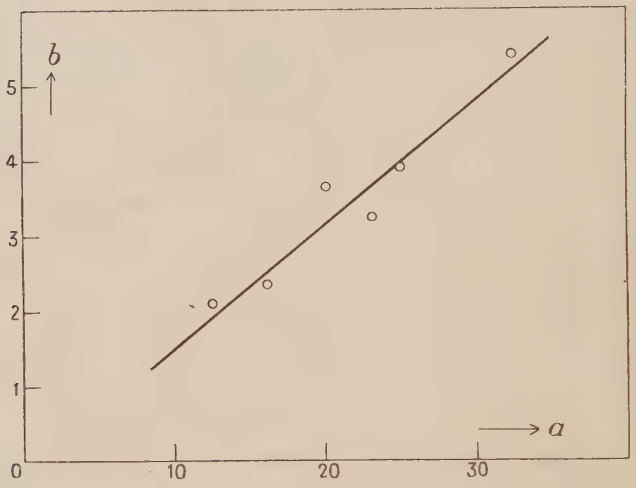

Fig. 33.

que à faces centrées, donne lieu également à une relation linéaire :

$$b = 0{,}169a - 0{,}202.$$

Comme ces deux dernières relations sont compatibles avec la proportionnalité, ces résultats sont d'accord avec la valeur de n ($n = 1$) déduite de la formule de M. Forrer (voir plus haut pp. 5 et 49).

CHAPITRE V

Technique de la méthode du tore (ou de Rowland).

Comme la méthode de Rowland repose sur la méthode balistique, je vais en rappeler brièvement les principes.

Le courant i lancé dans l'enroulement primaire de l'anneau ferromagnétique produit à l'intérieur du corps ferromagnétique un champ magnétique :

$$H = \frac{4\pi n_1}{l} i = \frac{2n_1}{r} i$$

où n_1 est le nombre de tours primaires, $l = 2\pi r$ la circonférence moyenne de l'anneau et i l'intensité du courant en C. G S. Or comme le champ décroît hyperboliquement de l'intérieur vers l'extérieur du corps, il est plus exact de calculer le champ magnétique moyen H_m à partir du flux de force total traversant la section de l'anneau. Si h désigne la hauteur de l'anneau, le flux total pourra s'écrire :

$$F = \int_{r_1}^{r_2} \frac{2n_1}{r} ihdr = 2n_1 ih \int_{r_1}^{r_2} \frac{dr}{r}$$

$$F = 2n_1 ih \log_n \left(\frac{r_2}{r_1} \right).$$

En divisant F par la section $S = h(r_2 - r_1)$ de l'anneau l'on obtient le champ magnétique moyen dans le tore étudié :

$$H_m = \frac{2n_1 i}{r_2 - r_1} \lg_n \frac{r_2}{r_1},$$

$\frac{r_2 - r_1}{\log \frac{r_2}{r_1}}$ joue donc le rôle d'un rayon moyen.

Lorsque i varie de di, H_m varie de dH_m et l'enroulement secondaire est le siège d'un courant d'induction qui donne lieu à une déviation du galvanomètre proportionnelle à la quantité d'électricité q. Le flux d'induction secondaire s'écrira :

$$F_s = Sn_2B$$

et la f. è. m. induite sera :

$$S = -\frac{dF_s}{dt} = -Sn_2\frac{dB}{dt},$$

ou en commutant le courant primaire :

$$\int edt = -2Sn_2B$$

d'où :

$$q = \frac{\int edt}{R} = -\frac{2Sn_2}{R}B,$$

R étant la résistance du circuit secondaire et B l'induction.

Or q étant proportionnel à la déviation x :

$$q = Cx$$

on aura donc :

$$B = -\frac{CR}{2n_2S}.x.$$

On en déduit l'intensité d'aimantation rapportée à l'unité de volume :

$$I = \frac{B - H_m}{4\pi}$$

et la susceptibilité :

$$k = \frac{I}{H_m}.$$

Le galvanomètre, de construction originale, a été réalisé en collaboration avec M. Forrer. Ses caractéristiques sont : résistance interne = 1,38 ohms, période propre complète en circuit ouvert : 11 sec. 8, suspension en fil de tungstène de 0 mm. 030 de diamètre. Les amenées du courant se faisaient à l'aide de deux bandes d'argent d'environ 0 mm. 005 d'épaisseur, de 2 mm. de largeur et d'environ 11 cm. de long. Son

étalonnage se faisait à l'aide d'une bobine étalon de dimensions exactement connues se composant d'un solénoïde primaire qui portait, au milieu, une petite bobine secondaire insérée dans le circuit du galvanomètre. Dans le cas de proportionnalité absolue entre les déviations du galvanomètre et la quantité d'électricité envoyée dans celui-ci, les déviations obtenues en commutant le courant primaire doivent être doubles de celles réalisées lors de l'ouverture ou de la fermeture seules du circuit primaire, puisque la quantité d'électricité qui parcourt, dans le premier cas, le galvanomètre est deux fois plus grande que dans le second cas. Le sens du courant a été renversé tant dans le solénoïde que dans la bobine secondaire pour éliminer des sources d'erreur éventuelles, ce qui a exigé à chaque fois quatre lectures.

Remarque au sujet du calcul de a et b dans le cas du tore. — Dans les limites où k est une fonction linaire de H_m :

$$k = a + bH_m,$$

le tore donne, par l'ordonnée à l'origine ($H_m = 0$) correctement la valeur de a. Or, comme le champ magnétique à l'intérieur du tore n'est pas homogène, il n'en est pas de même de la valeur de b. La pente vraie b_1 devra en effet être calculée de la manière suivante.

Le flux d'induction $d\Phi$ créé dans un élément de surface hdr de la section du tore s'écrit :

$$d\Phi = Bhdr = [(1 + 4\pi a)H + 4\pi b_1 H^2]hdr$$

ou, puisque $H = \frac{2n_1 i}{r}$,

$$d\Phi = (1 + 4\pi a)2n_1 ih\,\frac{dr}{r} + 4\pi b_1 h(2n_1 i)^2\,\frac{dr}{r^2}.$$

Le flux d'induction total passant dans la section sera donc :

$$\Phi = (1 + 4\pi a)2n_1 ih \int_{r_1}^{r_2} \frac{dr}{r} + 4\pi b_1 h(2n_1 i)^2 \int_{r_1}^{r_2} \frac{dr}{r_2}$$

$$= (1 + 4\pi a)2n_1 ih\,\log_n\left(\frac{r_2}{r_1}\right) + 4\pi h b_1 (2n_1 i)^2\,\frac{r_2 - r_1}{r_1 r_2}.$$

On en tire :

$$b_1 = \frac{\Phi - (1 + 4\pi a) 2n_1 ih \log_n \left(\frac{r_2}{r_1}\right)}{4\pi h (2n_1 i)^2 \frac{r_2 - r_1}{r_1 r_2}}.$$

On obtiendrait, dans le cas du champ homogène H_m, d'une manière analogue :

$$b = \frac{\Phi - (1 + 4\pi a) 2n_1 ih \log_n \left(\frac{r_2}{r_1}\right)}{4\pi h (2n_1 i)^2 \frac{r_2 - r_1}{r_m^2}},$$

où :

$$r_m = \frac{r_2 - r_1}{\log_n \left(\frac{r_2}{r_1}\right)}$$

désigne le rayon moyen figurant dans l'expression de H_m. Comme les deux valeurs b et b_1 ne diffèrent que par les facteurs :

$$g = \frac{r_1 r_2}{r_2 - r_1} \quad \text{et} \quad g_1 = \frac{r_m^2}{r_2 - r_1},$$

on peut calculer les vraies pentes initiales à partir des pentes déterminées par voie graphique :

$$b_1 = b \frac{r_1 r_2}{r_m^2}$$

où b_1 est le coefficient figurant dans $k = a + b_1 H$.

Remarquons que le coefficient $\frac{r_1 r_2}{r_m^2}$ est toujours très voisin de l'unité de sorte que b et b_1 se confondent souvent. On voit donc que cet effet, dans la relation potentielle :

$$b = \text{const. } a^n,$$

n'altère pas l'exposant n et modifie très peu le coefficient constant, ce qui est sans importance.

CHAPITRE VI

Etude du Nickel sous forme de tore.

En présence de ces faits, à savoir que les relations entre les coefficients au lieu d'être simplement potentielles comme il résulte des recherches des chercheurs de Zurich, sont en réalité beaucoup plus capricieuses, du moins lorsqu'on se borne à l'étude des corps sous forme de fils fins, deux hypothèses étaient possibles.

1° Ou bien la relation potentielle avec $n = 4$ subsiste pour le nickel étudié sous forme de tore, mais des phénomènes de magnétostriction viennent compliquer et masquer les résultats lorsqu'on étudie le nickel sous forme de barreaux comme c'est le cas présent (suggestion de M. Forrer);

2° Ou bien la relation potentielle simple avec $n = 4$ n'est que fortuite, les impuretés contenues dans le nickel jouant un rôle beaucoup plus important qu'on ne le croyait jusqu'à présent.

Je me suis donc décidé à reprendre l'étude du nickel sous forme de tore (ou d'anneau), en employant la méthode classique de Rowland (voir chapitre précédent). Le nickel étudié était du Ni très pur fourni gracieusement par la Mond Cy.

Pour trancher la question de l'influence de la magnétostriction sur l'allure des phénomènes, j'ai préparé deux tores, le premier se composant de rondelles empilées les unes sur les autres (tore feuilleté), le second consistant en une bande de Ni enroulée en spirale. Or il est facile de se rendre compte que la magnétostriction, par suite de la forme géométrique, est beaucoup plus aisée dans le tore enroulé que dans le tore feuilleté. En effet, dans ce dernier, la magnétostriction aurait pour effet de raccourcir la circonférence moyenne en même

temps qu'elle rétrécirait la largeur des rondelles ce qui est impossible. Il s'ensuit que si la magnétostriction intervient pour modifier la relation entre a et b, les deux tores, après avoir subi le même traitement thermique uniformisateur (recuit pendant 20 minutes à la température de 950° C., refroidissement lent), devraient donner des résultats différents pour a et b.

En fait les deux tores ont donné des susceptibilités et pentes initiales très différentes à la température ordinaire.

	Tore feuilleté	Tore enroulé
a	7,6	10,6
b	3,7	9,5

Il résulte de là que la magnétostriction influe réellement sur l'allure des phénomènes dans le cas de l'aimantation initiale. Il n'est pas dû reste exclu que des tensions élastiques résiduelles, non détruites ou compensées lors du recuit, aient également contribué à modifier les valeurs de a et de b.

A. **Etude thermique du tore feuilleté.** — Je rappelle qu'ici le développement libre de la magnétostriction est en grande partie empêché par la forme géométrique du tore.

Deux séries de mesures ont été faites pour la détermination des droites $k = a + b\mathrm{H}$, la première s'étendant de la température ordinaire jusqu'à la température de 348° C.; la seconde, de la température de l'oxygène liquide jusqu'à la température de + 158° C.

Grâce à la mesure simultanée de a et b par la méthode du lieu des sommets des cycles d'hystérèse et par la méthode des quatre points, je me suis assuré que pratiquement le facteur démagnétisant structural n'intervenait pas dans les résultats.

A titre d'exemple je reproduis ci-après les données relatives à une mesure complète (pour $t = 289°$ C.). La droite correspondante figure sur le graphique 34.

H	B	$4\pi I$	I	k
0,0452	13,45	13,4	1,068	23,63
0,0904	27,03	26,94	2,145	23,74
0,113	34,02	33,91	2,7	23,88
0,1356	41,05	40,92	3,26	24,06
0,1513	46,0	45,85	3,65	24,1
0,1695	51,8	51,6	4,115	24,25
0,192	59,0	58,8	4,687	24,42
0,2102	64,9	64,7	5,155	24,53

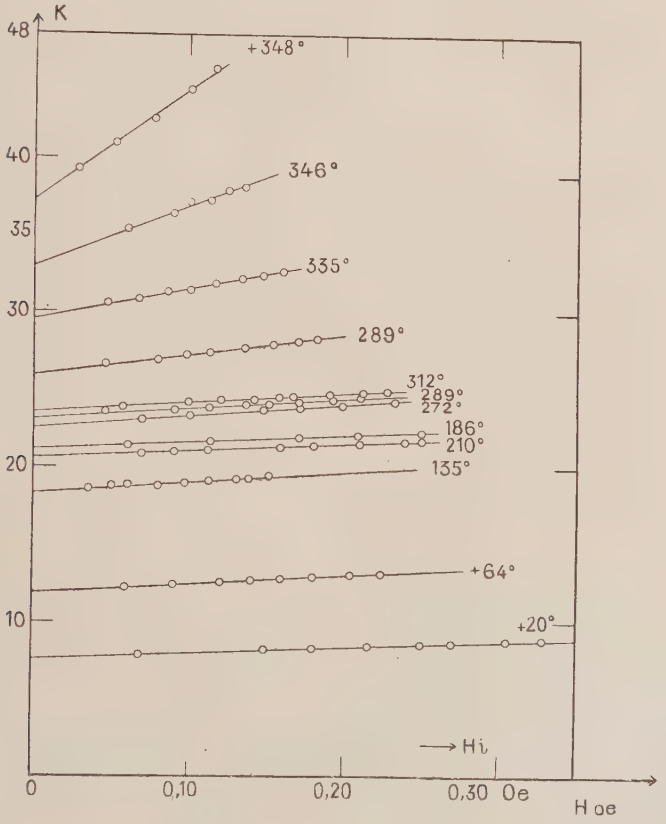

Fig. 34. — Variation de la susceptibilité avec la température.

J'ai porté les lignes $k = f(H)$ pour les différentes températures dans la figure 34. Ce sont, comme on peut s'en rendre compte, de bonnes droites bien déterminées. J'ai consigné dans le tableau ci-contre les données relatives aux différentes températures.

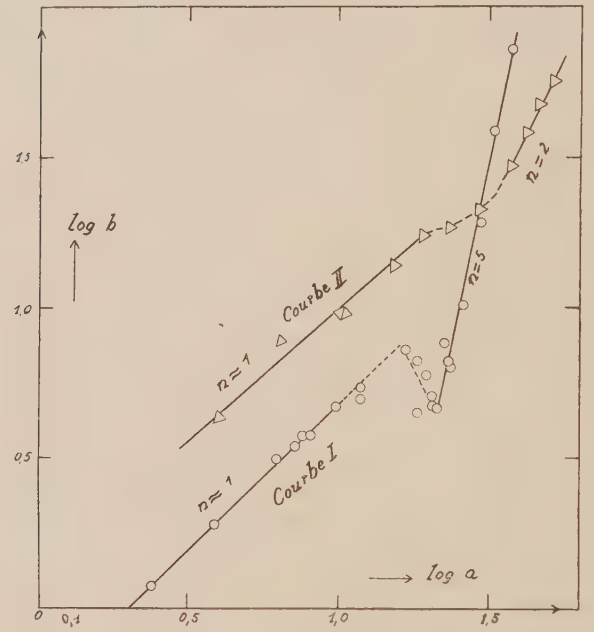

Fig. 35.

Pour rechercher s'il existe une relation entre les coefficients a et b j'ai procédé comme d'ordinaire, en portant log b en fonction de log a (fig. 35, courbe I). On distingue nettement deux régions régulières. La première s'étend de — 183° C. à + 80° C. et elle est susceptible d'être représentée par la relation :

$$b = f_1 a^{0,9},$$

où, aux erreurs d'expériences près, $n = 1$:

$$b = 0{,}52\,a.$$

On retrouve ainsi, à un facteur près, la loi de la page 42. Pour les points de la seconde région qui s'étend de + 180°

t° C	a	b
+ 20	7,66	3,74
64	11,93	5,4
134	18,35	6,7
160	20,6	4,7
186	21,03	4,65
272	22.5	7,67
289	23,48	6,4
312	26,0	12,55
289	23,13	6,65
210	20,46	5,05
135	18,30	4,47
20	8,06	3,78

t° C	a	b
+ 335	29,64	19,2
+ 346	32,98	38,78
+ 348	37,3	71,6
— 183	2.41	1,19
— 80	3,89	1,91
0°	6,26	3,12
+ 20	7,22	3,46
+ 57	9,84	4,67
+ 77	11,87	5,0
+ 118	16,84	7,27
+ 158	19.64	5,95

à + 348° C, on peut, à la rigueur, mener une droite de coefficient angulaire voisin de 5, ce qui donne :

$$b = f_2 a^5.$$

Les mesures qui ont conduit à cette relation sont à la rigueur compatibles avec la puissance 4 de Radovanovic et de Freudenreich.

Etude thermique du tore enroulé en spirale (Développement libre de la magnétostriction). — J'ai fait des mesures à partir de la température de l'oxygène liquide jusqu'à la température de + 254° C. pour le tracé des lignes $k = a + b\mathrm{H}$. Ces lignes constituent de bonnes droites. Les données expérimentales sont consignées dans le tableau ci-après. La courbe $\log b$ en fonction de $\log a$ (fig. 35, courbe II) ressemble à celle du tore feuilleté ; c'est pour cette raison que je

n'ai pas poussé mes mesures au delà de + 254 C°. On voit que dans l'intervalle de température de — 183° C. à ∼ + 80° C., on a affaire sensiblement à une droite de coefficient angulaire voisin de l'unité ; par conséquent, aux erreurs d'expériences près :

$$b = f_2 a \text{ avec } \quad f_2 \sim 1,2.$$

On retrouve ainsi le résultat obtenu pour le tore feuilleté. On voit donc que la magnétostriction, dans certaines limites du domaine exploré, n'altère guère la valeur numérique de l'exposant de la relation potentielle; à des températures plus élevées aucune relation simple ne semble s'imposer (voir fig. 35).

t° C	a	b
— 183	4,02	4,28
— 80	6,45	7,75
0	10,14	9,6
+ 20	10,6	9,55
54	15,22	13,8
81	19,04	17,4
104	23,54	18,6
129	29,64	21,4
159,5	37,32	29,5
183,5	42,26	38,6
202	45,97	47,8
254	51,6	56,5

[Pour des températures supérieures à 80° C. environ, on a respectivement $n = 2$ et $n = 5$].

CHAPITRE VII

Recherches sur le Fe (fer Armco).

Le fer Armco étudié nous a été offert gracieusement par la Compagnie des Forges de Châtillon, Commentry et Neuves-Maisons, sous forme de tôles de 0 mm. 1 d'épaisseur.

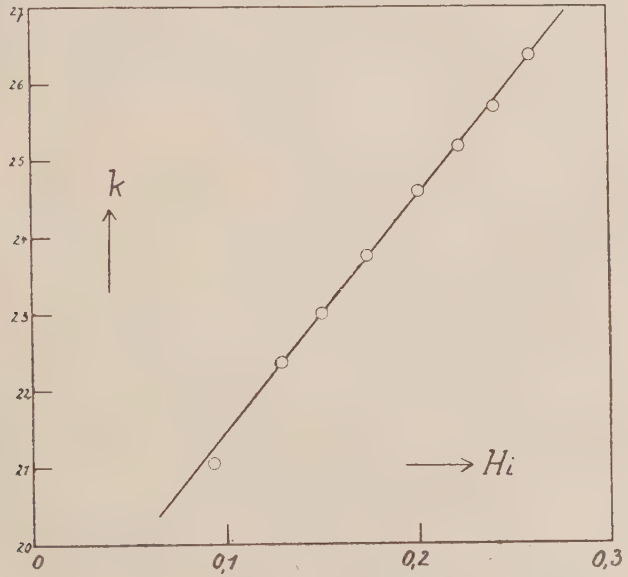

Fig. 36. — Variation de la susceptibilité avec le champ.

L'anneau préparé à partir de ces tôles a été recuit pendant une heure à 970° C. et refroidi lentement.

J'ai relevé, comme d'ordinaire, les valeurs de la suscepti-

bilité et de la pente initiales en portant la susceptibilité en ordonnées et le champ en abscisses, et en extrapolant.

A titre d'exemple je reproduis ci-après les données relatives à la température de — 183° C. ainsi que la droite $k = a + bH$ (fig. 36).

H	B	$4\pi I$	I	k
0,0934	24,8	24,7	1,968	21,06
0,1282	36,1	36	2,867	22,37
0,1495	43,25	43,1	3,44	23,0
0,1736	51,95	51,75	4,125	23,76
0,2002	62,0	61,8	4,925	24,6
0,2215	70,25	70,0	5,575	25,18
0,240	77,7	77,5	6,175	25,7
0,2588	86,0	85 7	6,83	26,38

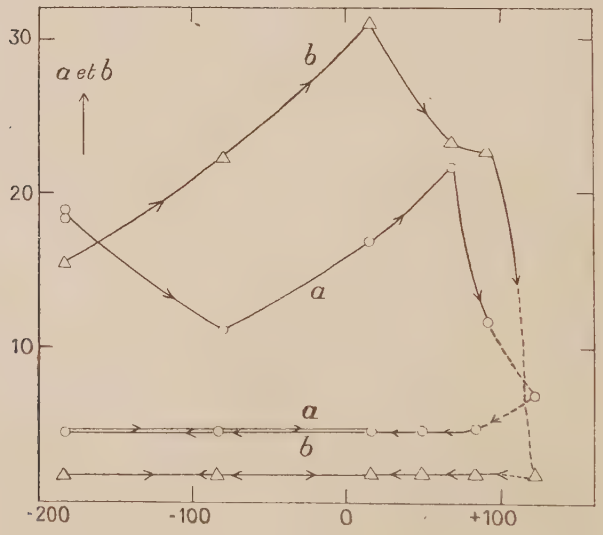

Fig. 37. — Variation de a et b avec la température (Fe).

Je donne dans le tableau suivant les valeurs de a et de b en fonction de la température.

t° C	a	b
— 183	18,35	31
— 183	18,9	31
— 83	11,15	44,5
+ 15	16 9	62
+ 68	21,7	46,5
+ 91	11,7	45,3
+ 121	6 8 (?)	3,8 (?)

La partie supérieure du graphique 37 reproduit l'allure de a et de b en fonction de la température. Cette allure est tout à fait capricieuse et semble exclure toute relation entre les quantités a et b. Pour mettre en évidence une telle relation j'ai eu l'idée de recuire pendant très longtemps (une dizaine de jours) la substance à la température de vieillissement du fer (130° C.) et j'ai ensuite refait les mesures.

Voici ce que j'ai trouvé :

t° C	a	b
+ 83	4,79	3,96
+ 49	4.72	3,85
+ 16	4,66	3,82
— 83	4.6	3,56
— 183	4.48	3,37

La partie inférieure du graphique 37 ainsi que le graphique 38 reproduisent l'allure a et de b en fonction de la température. Si l'on compare les deux tableaux ci-dessus, deux remarques s'imposent en guise de conclusion en ce qui concerne le fer Armco.

1° Par suite du vieillissement, la valeur de la susceptibilité initiale (à 15°) a baissé dans la proportion de 4 à 1 environ et la valeur de la pente initiale dans la proportion de 15 à 1 environ.

2° Au lieu de présenter une allure capricieuse et irrégu-

lière en fonction de la température, les courbes représentatives de a et de b sont devenues plus régulières et ces deux quantités ont varié linéairement avec la température.

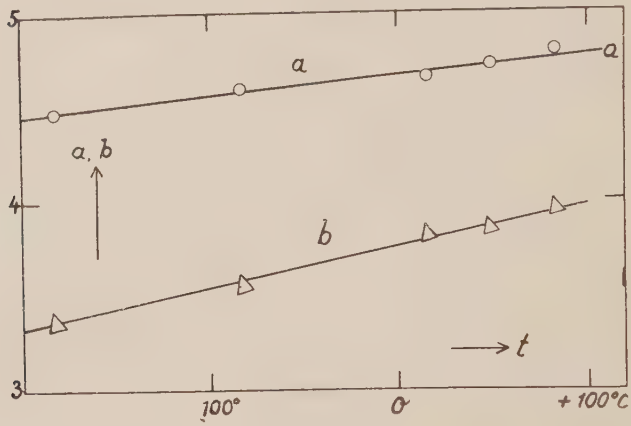

Fig. 38. — Variation de a et b avec la température (Fe).

Le faible intervalle de variation de a et b ne permet pas d'établir une relation numérique entre a et b ; cette relation semble être linéaire après le vieillissement.

Recherches sur le fer (Fe Yensen) (1). — Comme le fer Armco renferme plus ou moins d'impuretés, j'ai recommencé l'étude de la susceptibilité initiale du fer avec un anneau découpé dans le fer le plus pur qu'on ait jamais obtenu, à savoir le fer Yensen. L'échantillon dans lequel ledit anneau a été tourné avait été préparé dans le laboratoire de M. Yensen. Pour réduire le poids de l'oxygène, on avait ajouté une petite quantité de carbone (0,05 0/0).

(1) Je prie M. Yensen d'accepter mes remerciements pour l'obligeance avec laquelle il a bien voulu mettre cette précieuse substance à ma disposition.

Comme cette substance est, à cause de sa pureté même, très délicate à manier et qu'un recuit à haute température risquait d'altérer ses propriétés, je l'ai recuite, après le travail mécanique, seulement à la température de vieillissement de 140° C. pendant une vingtaine de jours. C'est dans cet état que je l'ai étudiée dans un intervalle de température de — 183° C. à + 122° C.

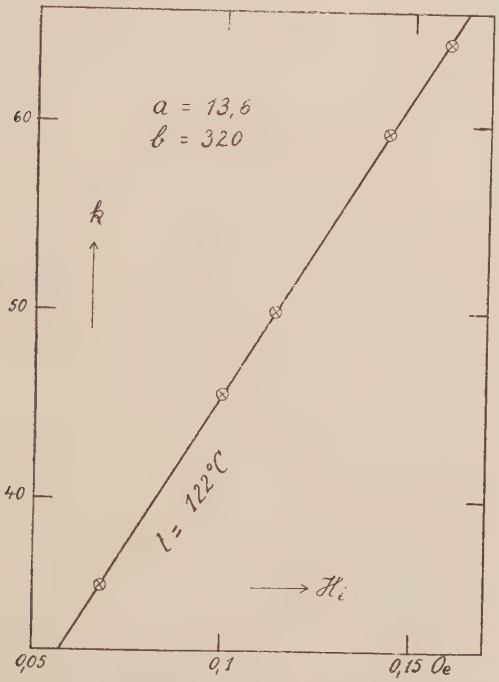

Fig. 39. — Variation de la susceptibilité avec le champ (Fe).

J'ai consigné les données numériques obtenues dans le tableau suivant.

t° C	a	b
— 183	3,27	243
— 83	6,75	264
+ 18	10,3	310
+ 61,5	10,55	325
+ 75	13,35	326,5
+ 106	12,4	330
+ 122	13,6	320

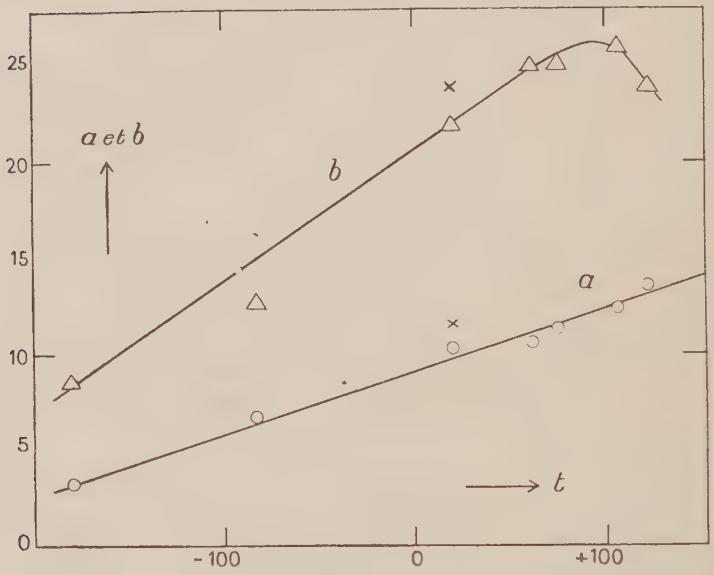

Fig. 40. — Variation de a et b.

La figure 39 représente, à titre d'exemple, l'allure d'une droite $k = f(H)$ à 122° C. Les figures 40 et 41 représentent respectivement l'allure de a et de b en fonction de la température et l'allure de la courbe $a = f(b)$.

Il résulte de l'examen du tableau et des courbes ci-dessus que, bien que l'allure rectiligne des courbes $k = f(H)$ soit tout à fait satisfaisante, il n'existe pas de relation plausible

entre les grandeurs a et b. Jusqu'à 100°C., elles varient sensiblement dans le même sens ; par contre, dans le voisinage de la région de vieillissement, a continue à augmenter alors que la valeur de la pente initiale commence à fléchir. La courbe $a = f(t)$ présente une allure approximativement rectiligne. Le fait qu'extrapolée, elle ne passe pas par le zéro

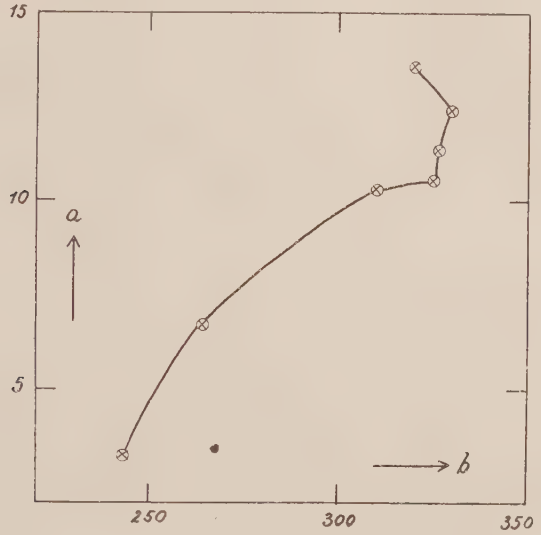

Fig. 41.

absolu suggère qu'elle doit présenter une courbure légère pour les températures au-dessous de — 183°, de façon à s'annuler au zéro absolu.

Ainsi, tandis que le Fe Armco, moins pur, présente une relation très simple entre les grandeurs a et b, le Fe Yensen donne lieu à des phénomènes plus capricieux. Je serais tenté d'attribuer ce fait à ce que le recuit à basse température n'a suffi ni pour détruire les déformations élastiques dues à la préparation même de l'anneau, ni pour donner naissance à des cristaux tous de même grosseur.

CHAPITRE VIII

Etude de l'alliage Ni-Al
(96 g. 6 de Ni et 3 g. 4 d'Al).

Comme la relation de M. Forrer (p. 5) fait prévoir un exposant n très grand pour un point de Curie très bas, j'ai tenu à vérifier également cette relation pour une substance (alliage) à point de Curie très bas telle que l'alliage Ni-Al à 3,4 o/o d'Al.

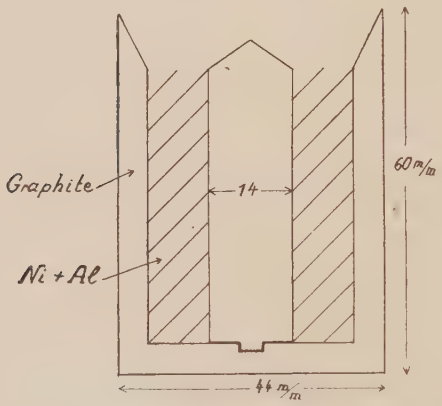

Fig. 42. — Creuset de graphite

La méthode de Rowland exigeant un anneau, j'ai été amené à procéder comme il suit afin d'obtenir cet alliage sous forme d'un anneau de section assez grande pour que les mesures soient suffisamment précises. Je me suis servi d'un creuset cylindrique tourné en graphite ayant la forme et les dimensions représentées sur la figure 42. Pour empêcher le graphite de pénétrer dans la substance en fusion j'ai revêtu les parois intérieures du creuset d'une couche d'alundum. Après plusieurs essais j'ai réussi à obtenir que la couche

d'alundum devienne bien adhérente aux très hautes températures et ceci en séchant et en chauffant très lentement et très longtemps le graphite enduit d'alundum. La stabilité de la couche d'alundum une fois obtenue, j'ai rempli le creu-

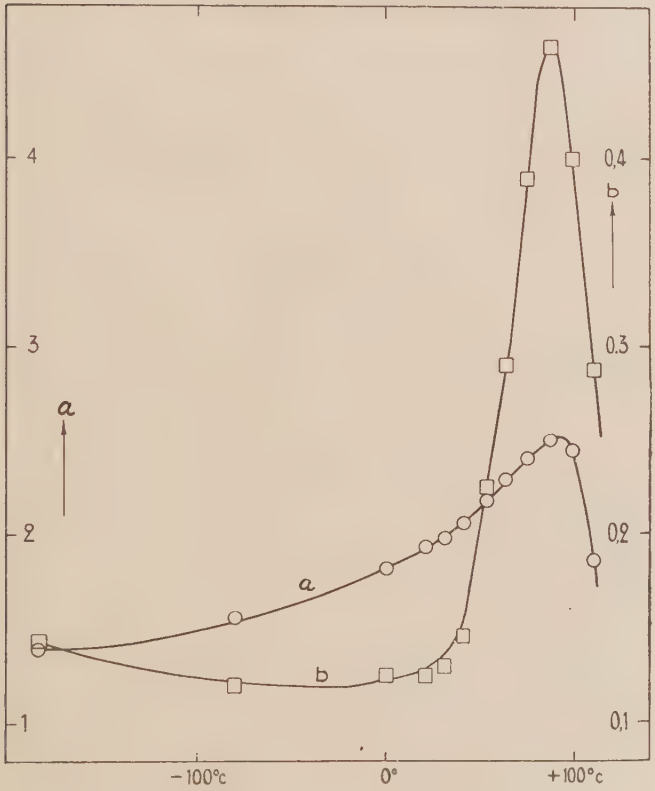

Fig. 43. — Variation de a et b avec la température (Ni-Al).

set de petites boules de nickel provenant de la Mond Nickel Co et de copeaux d'aluminium en proportion voulue. Le creuset rempli de métal a été ensuite introduit dans le four à haute fréquence type Ribaud et porté un peu au delà de la température de fusion des deux métaux. Afin d'assurer une

bonne homogénéité de l'alliage ainsi produit, je l'ai refondu une seconde fois. L'alliage une fois bien fondu et refroidi, j'ai fait tourner l'anneau pour enlever les soufflures qui s'étaient formées lors de la fusion et j'ai rempli ensuite les quelques petites soufflures restantes avec la poudre du même alliage.

Deux séries de mesures ont été effectuées depuis la température de l'oxygène liquide jusqu'à une température de 110° C. dont la première avec températures croissantes et la seconde après un long séjour aux environs de 140° C., point de Curie de l'alliage. Ce long recuit n'a pas changé l'allure des courbes. Les lignes $k = f(H)$ constituent de très bonnes droites. J'ai porté les résultats de ces deux séries de mesures sur le même graphique (fig. 43) (a et b en fonction de température). L'allure de $a = f(t)$ est régulière et analogue à l'allure générale des courbes $a = f(t)$; la valeur de $b = f(t)$ commence, au contraire, par décroître à partir de la température de l'oxygène liquide pour ne se relever qu'à partir de 30° environ. A partir de cette température, l'allure b semble se rapprocher de celle de a. Il ne semble pas y avoir de relation potentielle entre a et b.

J'ai réuni dans le tableau ci-après les valeurs de a et b en fonction de t° C.

t° C	a	b
— 183	1,4	0,143
— 80	1,56	0,12
0	1,82	0,125
+ 21	1,93	0,125
31	1,98	0,13
40,8	2,06	0,146
52,5	2,18	0,225
63	2,29	0,288
75	2,4	0,39
87	2,5	0,46
99	2,45	0,40
110	1,86	0,287

CONCLUSIONS

Les points principaux suivants semblent se dégager des recherches précédentes :

I. — 1. Validité bien établie de la relation de Rayleigh :

$$k = a + b\mathrm{H}$$

ou :

$$\mathrm{I} = a\mathrm{H} + b\mathrm{H}^2.$$

2. Les substances pour lesquelles j'ai directement vérifié cette loi sont : le nickel, le fer, le cobalt et un alliage Ni-Al.

II. — Les grandeurs a et b sont variables avec :

1. *Les impuretés.* — L'influence des impuretés chimiques sur la forme de la relation $b = f(a)$ résulte entre autres de la comparaison des résultats obtenus avec le fer Armco et le fer Yensen, ces deux fers ne différant entre eux que par les corps étrangers (C, O, etc.) contenus.

2. *La température.* — En règle générale, a et b augmentent avec la température jusqu'à une température voisine du point de Curie où il se produit une diminution marquée de ces quantités; au point de Curie elles s'annulent.

3. *Avec les traitements mécaniques ou thermiques.* — En effet, le nickel étudié, par exemple, sous forme de barreaux, présente autant de forme de courbe $b = f(a)$ qu'il y a de traitements thermiques et mécaniques subis par ces barreaux. Remarquons encore que ces traitements, intervenant lors de l'étude thermique peuvent altérer a et b en créant des irréversibilités, ce qui rend nécessaire un traitement thermique préliminaire.

4. *Avec l'aimantation idéale.*

5. *Avec la magnétostriction.* — En effet, suivant que la magnéto-striction peut ou ne peut pas se développer librement, on obtient des courbes différentes $b = f(a)$. Les expériences faites sur les deux anneaux de nickel semblent mettre en évidence le rôle joué par la magnétostriction. Mais il y a aussi lieu de tenir compte dans ce cas de diverses tensions élastiques résiduelles dans les deux anneaux différemment traités.

III. — *Relation potentielle entre* a *et* b.

1. Il résulte des travaux de Radovanovic, de Freudenreich et de Renger que l'on peut rencontrer une relation du type :

$$b = \text{const. } a^n, \text{ entre } a \text{ et } b,$$

où :

$n = 4$ pour le nickel,
$n = 5/3$ pour le fer,
$n = 12/5$ pour la magnétite.

2. Il résulte de mon travail que dans un certain nombre de cas cette relation potentielle subsiste. J'ai rassemblé dans le tableau suivant les divers résultats que j'ai obtenus :

Substance	n	Limites de validité de t_1° C à t_2° C	
Ni (filiforme) . .	4 et 2,5	en fonction de l'aimantation idéale	
» . .	1	+ 18	+ 193
» . .	12	+ 297	+ 337
Co (hexagonal) .	1	+ 18	+ 234
Co (cubique) .	1	500	800
Ni (anneau). . .	1	— 183	+ 80
» . .	5	+ 180	+ 348
Fe (Armco). . .	néant	— 183	+ 121
Fe (Yensen) . .	néant	— 183	+ 122
Ni-Al.	néant	— 183	+ 110

4. L'exposant de Radovanovic, de Freudenreich a été retrouvé ($n = 4$) dans le seul cas du nickel filiforme (variation de a et b en fonction de l'aimantation idéale, à la température ambiante).

IV. — *Relation entre* n *et* Θ (*point de Curie*) :

$$n = \left(\frac{1\,400}{\Theta}\right)^{1,7}.$$

Cette relation de Forrer faisait prévoir pour le cobalt ($\Theta = 1\,400°$ C.), l'exposant $n = 1$.

L'expérience donne :

$n = 1$ pour le cobalt hexagonal

et :

$n = 1$ pour le cobalt cubique,

ce qui vérifie la formule dans le cas du cobalt.

Mais puisque la même substance présente plusieurs n suivant les traitements thermiques et mécaniques, etc., la question de la validité générale de cette relation reste encore ouverte.

DEUXIÈME THÈSE

PROPOSITIONS DONNÉES PAR LA FACULTÉ

Théorie de l'émission de rayons α
à travers une double barrière de potentiel.

VU ET APPROUVÉ :
Strasbourg, le 12 Juin 1937.
Le Doyen de la Faculté des Sciences,
A. DANJON.

VU ET PERMIS D'IMPRIMER :
Strasbourg, le 15 Juin 1937.
Le Recteur de l'Académie,
Président du Conseil de l'Université,
J. DRESCH.

LAVAL. — IMPRIMERIE BARNÉOUD.